



Aalborg Universitet

AALBORG UNIVERSITY
DENMARK

Morænelers Geotekniske Egenskaber

Tekst 1

Jacobsen, Moust

Publication date:
1994

Document Version
Også kaldet Forlagets PDF

[Link to publication from Aalborg University](#)

Citation for published version (APA):

Jacobsen, M. (1994). *Morænelers Geotekniske Egenskaber: Tekst 1*. Aalborg Universitetscenter, Inst. for Vand, Jord og Miljøteknik, Laboratoriet for Fundering.

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain
- You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal -

Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us at vbn@aub.aau.dk providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

MOUST JACOBSEN

MORÆNELERS GEOTEKNISKE EGENSKABER

Tekst 1

Kopi af Licentiatafhandling fra 1967



1994

MOUST JACOBSEN

LABORATORIET FOR FUNDERING
AALBORG UNIVERSITETSCENTER
SOHNGÅRDHOLMSVEJ 57 9000 AALBORG

MORÆNELERS GEOTEKNISKE EGENSKABER

Tekst

1

Kopi af Licentiaatafhandling fra 1967

Nærværende afhandling "Morænelers Geotekniske Egenskaber" er Moust Jacobsens licentiatarbejde fra 1967.

Afhandlingen omhandler udførelse og bearbejdning af et stort antal forsøg fra laboratoriet og fra marken. Derudover indeholder afhandlingen også en beskrivelse af de nye apparater, som Moust Jacobsen udviklede under sit licentiatstudie, et konsolideringsapparat og et triaksialapparat, der i højere grad end de indtil da kendte apparater egner sig til forsøg med stive jordarter.

I 1989 blev Moust Jacobsen opfordret til at genoptrykke afhandlingen, som oprindeligt kun var fremstillet i et meget begrænset antal eksemplarer. Moust Jacobsen skrev et forord, men på grund af presserende opgaver blev arbejdet udsat, og han nåede derfor ikke selv at forestå en genoptrykning inden sin alt for tidlige død i 1992.

Den foreliggende udgave af afhandlingen er en genoptrykning forestået af kolleger på AUC, ud fra en overbevisning om, at den stadig har så stor værdi, at den bør være tilgængelig for flere end blot et ganske lille antal personer.

Afhandlingen er genoptrykt i sit fulde omfang, som Moust Jacobsen havde forestillet sig det i 1989, men den er nedfotograferet fra A4.

Omslaget er designet af Moust Jacobsen med henblik på et ensartet udseende af Ph.D.-afhandlinger fra Funderingslaboratoriet ved AUC.

FORORD 1989.

Siden denne afhandling blev præsenteret første gang i 1967, er den tekniske udvikling løbet meget stærkt på ét område - nemlig EDB-registrering og behandling af måleresultater - , medens den næsten har stået stille på et andet område - nemlig udvikling af selve måleudstyret.

Anvendelsen af EDB til dataindsamling og behandling er ikke i sig selv et fremskridt. En forkert målemetode bliver jo ikke rigtig af at blive gennemført ti gange så hyppigt eller dobbelt så hurtigt. Tværtimod kan man frygte, at kravet om større effektivitet, der ofte begrundes anskaffelsen af EDB-udstyr, kan indføre fejl i målemetoden, fordi der ikke afsættes den oftest meget lange programmeringstid, der er nødvendig. Endelig fremkalder automatiseringen af måleprocessen en fremmedgørelse af teknikkerne, som kan medføre væsentlige forringelser af forsøgsprocedurerne.

Til denne afhandling blev forsøgene oftest udført af den samme (forfatteren), som havde konstrueret apparaterne - og som senere satte resultaterne op i teoretisk sammenhæng - altså en idealsituation, som kun er mulig ved et stort ressourceforbrug. De bedste af forsøgene kan formentlig ikke laves bedre, og afhandlingen skønnes derfor at have interesse også i dag.

Afhandlingen indeholder desuden ret indgående analyser af fejlmuligheder, som netop er særlig udtalte for moræneler og ofte fører til misvisende resultater.

Mange af afhandlingens resultater har været publiceret i forskellige artikler, hvoraf de vigtigste er:

"The Undrained Shear Strength of Preconsolidated Boulder Clay". Proc. Geot. Conf., Oslo, 1967.

"New Oedometer and New Triaxial Apparatus for Firm Soils", "Strength and deformation properties of preconsolidated moraine clay", "Time Dependence of Settlements". DGI bull. 27, København, 1970.

"Nogle danske morænelerers styrke- og deformationsegenskaber". NGM, København, 1975.

"Stress-Strain Relationship of Preconsolidated Clay". Proc. IX. ICSMFE, Tokyo, 1977.

"Some tests on Heather Field moraine clay". Rapport nr. 14, Aalborg, 1979.

Det er valgt at kopiere afhandlingen direkte med trykfejl og senere tilføjede, muligvis uforståelige kommentarer. Engang burde moræner behandles igen med hjælp fra alle de geoteknikere, der har arbejdet med moræner siden 1967, og som har anvendt apparattyper af tilsvarende kvalitet som de, der blev udviklet dengang.

December 1989

Moust Jacobsen

Aalborg Universitetscenter

Morænelers Deformationsegenskaber

af

Moust Jacobsen

civilingeniør

Geoteknisk Institut

København 1967.

Denne afhandling, der har titlen:

Morænelers deformationsegenskaber

er indleveret til

Professor, dr.tech. J.Brinch Hansen
Laboratoriet for Fundering.
Danmarks tekniske Højskole

for erhvervelse af den tekniske licentiatgrad.

Afhandlingen består af 4 bind.

Bind I: Morænelers deformationsegenskaber
Bind II: Apparater og målemetoder
Bind III: Laboratorieforsøg (Bilag)
Bind IV: Forsøg i marken (Bilag)

København d. 28. februar 1967

Christ Jacobsen.

Forord

Dette arbejde er udført ved Geoteknisk Institut og Laboratoriet for Fundering, dels inden for rammerne af den tekniske licentiatordning ved Danmarks tekniske Højskole, dels gennem et universitetsadjunktur og dels som et led i Instituttets almindelige forskningsprogram. Geoteknisk Institut har i hele perioden stillet laboranter til rådighed i fornødent omfang og givet støtte til udvikling af apparater. Statens teknisk-videnskabelige Fond har bevilget 25.000 kr. til indkøb af apparatur. Jeg takker hermed Danmarks tekniske Højskole, Geoteknisk Institut og Statens teknisk-videnskabelige Fond for denne støtte.

Jeg har modtaget værdifuld hjælp af min faglærer, Professor, dr.techn. J.Brinch Hansen, der tillige har vist stor interesse for mit arbejde og en enestående tålmodighed, for hvilket jeg bringer min varmeste tak.

Jeg ønsker også at takke forskningsafdelingens leder, dr.techn. Bent Hansen, for hans beredvillighed til at gennemdiskutere problemer og for den hjælpsomhed, jeg altid er blevet mødt med.

Arbejdet er blevet muliggjort gennem et meget omhyggeligt arbejde at de mange, der har hjulpet mig, bl.a. E.Vindeløv, Ole H. Persson, E.Dyssegård og Arne K.Pedersen, til hvem jeg bringer min bedste tak.

For det omhyggelige skrivemaskinarbejde og det smukke tegnarbejde er jeg fru B.Lauritsen, fru M.Jahn og fru H.Landberg Nielsen megen tak skyldig.

Til sidst vil jeg gerne takke min kollega, civilingeniør V. Olesen, for hans grundige gennemlæsning af manuskriptet og for hans mange kommentarer til samme.

Indholdsfortegnelse

	side
Indledning	10
1. Oversigt over det anvendte forsøgsmateriale	12
Morænelers klassifikationsegenskaber	16
2. Spændinger in situ og under prøveoptagelsen	18
Kapillaritetens indflydelse	18
Måling og beregning af kapillariteten	19
Morænelers kapillaritet	23
3. Morænelers styrkeegenskaber	24
3.1 Den udrænede forskydningsstyrke	25
Pladeforsøg	25
Vingeforsøg	25
Simple trykforsøg med ru trykhoveder	26
Simple trykforsøg med glatte trykhoveder	27
Sammenligning	29
3.2 Morænelers langtidsparemetre bestemt i marken	30
Om fundamenteres bæreevne	30
Bruddefinition	31
Spændingsniveauets betydning	31
Forsøgsresultater	32
Oversigt over pladeforsøg	41
Sammenligning af langtidss- og korttidstilstand	41
3.3 Morænelers styrkeegenskaber bestemt i laboratoriet	46
Tilstandsdiagrammet	46
Målinger i laboratoriet	50
Tabel over morænelers effektive styrkeparametre	56
3.4 Konklusion	57

4. Morænelers deformationsegenskaber	60
4.1 Konsolideringsforsøget	60
Kort forsøgsoversigt	60
Bedømmelse af tidsskurver	61
Om beregning af permeabilitet	65
Deformationskurver	70
Statistisk bearbejdelse af genbe- lastningsgrene	73
Andre bearbejdningsmetoder	84
Aflastningsgrenene	85
Om bestemmelse af forbelastningen	86
Laboratorieprocedurens indflydelse (æltning)	88
Tidens betydning (ældning)	90
4.2 Permeabilitetsmålinger	93
Laboratorieundersøgelser	95
Darcys lov	95
Måtningsgradens indflydelse	98
Overensstemmelse mellem gennem- strømningsforsøg og konsoliderings- forsøg	100
Dannelse af kanaler	102
Korrektion af permeabiliteten fundet i konsolideringsforsøg	103
Sammenligning af gennemstrømningsforsøg og konsolideringsforsøg	109
4.3 Deformationsmålinger i triaxialapparatet	111
En axialsymmetrisk deformationsmodel for moræneler	112
Gennemgang af udførte forsøg	121
1. Isotrop konsolidering	121
2. Arealkonstant konsolidering	128 og 133
3. Udrænnede forsøg	129
4. CD-forsøget	139
4.4 Deformationsmålinger i marken	141
Opblødningsforsøg	141
Pladeforsøg	142
4.5 Krybning	147
5. Sætningsberegninger	152
Spændingsberegning på elasticitets- teoretisk grundlag	153

Tilnærmede spændingsberegninger	159
Deformationsberegning	164
Beregningseksempel	167
Andre sætningsberegningsmetoder	169
6. Sætningernes tidsforløb	173
6.1 Teori for rumlig dræning	173
Numerisk metode til beregning af dræning	175
Eksempler på dræning	182
6.2 Sætningernes tidsforløb for cirkulære plader på elastisk halvrum	185
Cirkulær, bøjelig plade	185
Cirkulær, stiv plade	187
Tilnærmet beregning for varierende elasticitetsmodul	196
7. Sætningsobservationer	201
Muus silo i Odense	201
Ammoniaksilo i Odense	206
Carlsbergs silo	215

Appendix.

Elasticitetsteoriens grundbegreber.

Symbolliste

Oversigt over de symboler, der afviger fra "Funderingsnormerne", for så vidt de anvendes ud over det sted, hvor de er defineret.

A	poretrykskoefficient
B	poretrykskoefficient
B	deformationsparameter
c	konsolideringskoefficient
d' (mm)	kornfordelingstyngdepunkt
D (m)	pladediameter
e _k	klumpporetal
F	totalsikkerhed
H _{æqv} (m)	ækvivalent drænvej
H (cm)	prøvehøjde
h _c (m)	kapillaritet
i ₀	tærskelgradient
I _c	konsistensindex
J	deformationsparameter
K _t (t/m ²)	tangentmodul i kons.forsøg
K _p (t/m ²)	sætningsmodul for plade
n	antal (statistisk)
m (m)	maskevidde (numm.ber.)
p (t/m ²)	middelspænding over plade
p	vægt (statistisk)
q (t/m ²)	overfladelast
q _c (t/m ²)	kapillarspænding
r	polær koordinat
R _a	aflastningsgrad
R _f	brudgrad

R_c	konsolideringsgrad
R_f^0	brudgrad i kons.forsøg
S	mætningsgrad (S_r)
t_c (sec)	konsolideringstid
$u(t/m^2)$	poreovertryk
w_n (%)	vandindhold $\sim S = 1$
x, y, z	koordinater
α	vinkel
γ	vinkeldrejning (og rumvægte)
Δ	differens
Δ_m	tilvækstsmodul
ε	relativ deformation
$\varepsilon_0, \varepsilon_i$	initial deformation
ε_c	konsolideringsdeformation
ε_{oo}	slut deformation
λ, \mathcal{A}	deformationsparametre
Θ	vinkel
\mathcal{K}	koncentrationsfaktor
ν, ν	poissons forhold ($0 - \frac{1}{2}$)
$\sigma(t/m^2)$	spænding
σ_0	in situ spænding
σ_A	aflastningsspænding
σ_{pc}	forbelastning i naturen
σ_{max}	max.belastning i lab.
$\bar{\sigma}_3^0$	begyndelseskammertryk ved $CU_{u=0}$ -forsøg

Index

f forneden: ved brud
i,o forneden: initial-
m forneden: middel-
p forneden: fundet ved pladeforsøg
p plan deformationstilstand
r Hvorslevske parametre
s forneden: sekundær konsolidering
t foroven: fundet ved simple trykforsøg
tr forneden: fundet ved triaxialforsøg
u forneden: udrænnet tilfælde

I N D L E D N I N G

Denne opgaves besvarelse deles naturligt op i fire hovedafsnit, nemlig en undersøgelse af apparaturets indvirkning på måleresultaterne, udførelsen af en række forsøg til bestemmelse af morænelerets geotekniske egenskaber eller studium af ældre forsøgsmateriale, en teoretisk undersøgelse af sætningsberegninger og sætningers tidsforløb og endelig en række sætningsobservationer som kontrol.

Det viste sig under arbejdets første fase, at de eksisterende apparaters indflydelse på resultaterne var så stor, at det var nødvendigt at konstruere helt nye apparater og kassere det forsøgsmateriale, der allerede forelå. Denne del af besvarelsen er i stand til at forklare de fleste af de uforklarlige resultater, der tidligere er tillagt prøveforstyrrelsens indflydelse. Denne kan til gengæld vises at være meget ringe. For ikke hele tiden at vende tilbage til disse ting er det søgt at dele afhandlingen i to dele, således at bind II optræder som en selvstændig del udelukkende omhandlende apparat- og forsøgsteknik. Dette bind (I) er derfor søgt gjort læseligt, uden at bind II er læst. Derimod er det ikke muligt at undgå omtale af visse forsøgstekniske detaljer, der er en nødvendig forudsætning for forståelsen af forsøgenes udførelse eller resultater. Bind II må siges at indeholde en væsentlig del af besvarelsen.

Dette bind begynder med en gennemgang af alle de undersøgelser, der er udført forsøgsmæssigt, for at fastslå morænelers deformationsegenskaber. Det er dog en nødvendig forudsætning også at kende styrkeegenskaberne. Disse undersøgelser omfatter en række morænelerer, men omfanget af undersøgelserne for de enkelte morænelerer er givet af praktiske ting, som tid og lejlighed til at kunne få prøver etc. Undersøgelserne omfatter klassifikationsforsøg, måling af morænelers kapillaritet og permeabilitet, konsolideringsforsøg og triaxialforsøg. I marken er udført pladeforsøg såvel drænede som udrænede, der er målt undertrykket i porevandet (kapillarspændinger) og foretaget vingeforsøg.

Gennemgangen af dette materiale strækker sig over de fire første kapitler.

Den teoretiske gennemgang af sætningsberegninger og opstilling af en simpel empirisk metode findes i kapital V. Tidsforløbet er studeret ved en række numeriske beregninger på GIER og specielt kan nævnes en gennemregning af tidsforløbet af en stiv plade, hvor der foruden drænbetingelserne også tages hensyn til den omlejring af poretrykkene og spændingen over pladen, der er en nødvendig forudsætning, for at pladen forbliver stiv under dræningen (kap.VI).

Til sidst gennemgås tre sæt sætningsobservationer med beregninger af de målte sætninger og tidsforløb for at vise beregningsmetoder og som kontrol (kap.VII).

1. OVERSIGT OVER DET ANVENDTE FORSØGSMATERIALE

Moræneaflejringer er alle gletscheraflejringer stammende fra istiden. Aflejringerne omfatter de egentlige bundmoræner, der indeholder materialer oprevet fra den bund, isen har passeret henover, herunder også tidligere istiders moræneaflejringer. Disse moræneaflejringer kan være meget forbelastede. Der er dog i laboratoriet fundet langt mindre værdier af forbelastningen end geologer må forvente ($\bar{\sigma}_{pc} < 300 \text{ t/m}^2$). Forklaringen må være, enten at jorden direkte under isen har været frosset, eller at iskappen måske ikke har været så tyk som normalt antaget. Aflejringerne omfatter også overflademoræner, hvis materiale har været opslemmet i den øvre del af gletscheren, og som derfor er aflejret under afsmeltning af isen og kun har en ganske ringe forbelastning (eks. $\bar{\sigma}_{pc} = 10 \text{ t/m}^2$). Mellem disse to yderpunkter findes alle overgange.

I et profil med forskellige lag moræneaflejringer kan man derfor ikke vide, om de forskellige moræner er dannet i forskellige istider eller blot er dannet i afslutningen af sidste istid med vekslende isfronter. Man kan derfor ikke på nuværende tidspunkt sige meget om alderen af de forskellige moræneaflejringer.

Moræneaflejringer fremtræder som en regelløs sammenblanding af forskellige jordarter og indeholder derfor alle kornfraktioner fra stenblokke til lerpartikler. Aflejringerne i naturen er ofte meget inhomogen; der kan forekomme skrå laggrænser, indsluttede flager af andet materiale (f.eks. ældre moræne, kalk eller tertiært ler), og der kan forekomme smeltevandssedimenter. Stenindholdet kan i sjældne tilfælde være så stort, at det må betragtes som den karakteristiske fraktion.

Dette arbejde omfatter kun moræneler, og det kan med visse indskrænkninger defineres som en ler, der har undergået forandringer på grund af isen. Der bliver derved et meget stort spektrum af jordarter, der kan kaldes moræneler, fra meget fede lerarter, der er forstyrret af isen, og til blandingsjordarter, der kan have et lerindhold på under 15 %. Det geotekniske kriterium for en ler er, at der kan opstå udrænede spændings- og

deformationstilstande ved sådanne deformationshastigheder, som de findes i praksis. En blandingsjord med et lerindhold under ca. 15 % (afhængig af lerets art) har i almindelighed ikke disse egenskaber og kaldes derfor morænesand eller morænesilt. I praksis findes der dog også en øvre grænse for lerindholdet, idet kravet er, at jordarten skal være velgraderet. Denne øvre grænse er dog temmelig flydende.

Ved praktiske geotekniske opgaver, hvor moræneleret er en vigtig del af det samlede jordprofil, kommer man derfor ofte ud for meget komplicerede aflejringer, hvor det er nødvendigt at simplificere profilet før en beregning, og hvor man af den grund selvsagt indfører betydelige usikkerheder.

Det er klart, at man ved et videnskabeligt betonet arbejde må udvælge sådanne lokaliteter, hvorom man på forhånd ved, at aflejringen er relativt homogen og dernæst inden for dette område udvælge selve forsøgsområdet efter en nøjere undersøgelse (boringer og vingeforsøg). Det tilstræbes endvidere at udføre markforsøgene på et så lille område som muligt og tage prøverne til laboratoriebrug inden for dette område. Herved fås et godt overblik over den betydende del af aflejringen.

På denne måde opnår man, at beregningsforudsætningerne stemmer så godt som muligt med naturen og dermed, at en sådan undersøgelse kan få en vis gyldighed.

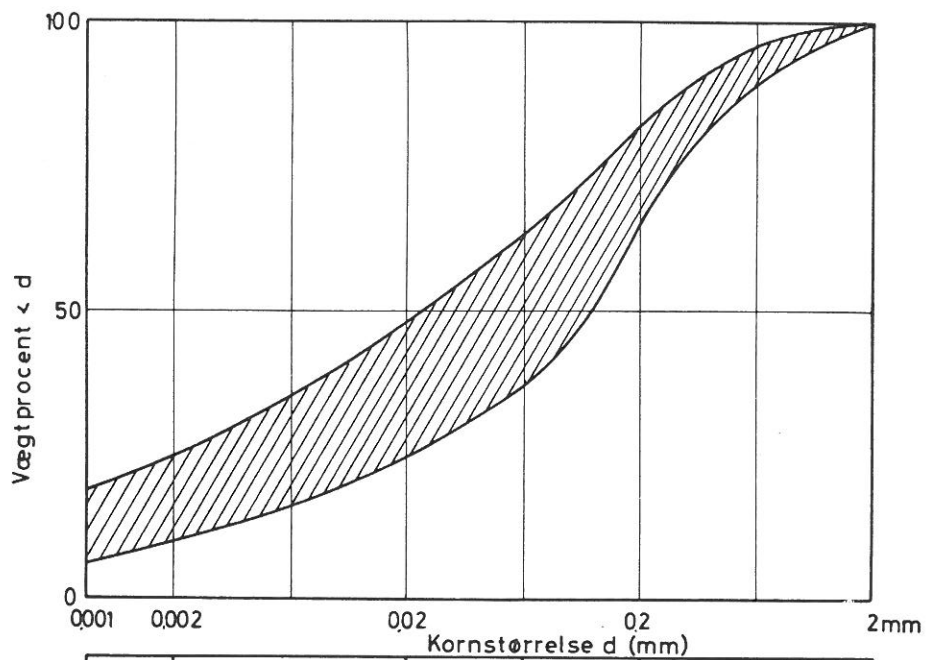
De her benyttede morænelerer er næsten alle forbavsende homogene, selv om de største partikler er af størrelsesordenen cm. I et enkelt tilfælde har aflejringen dog været så fyldt med meget store sten, at det var svært at finde et sted at tage prøverne, og laboratorieforsøgene kan derfor ikke siges at give resultater, der er repræsentative for hele aflejringen (Rigshospitalet).

I nogle tilfælde er omstændighederne fastlagt så nøje og aflejringen så homogen, at sætningsobservationer på direkte funderede bygværker giver et meget værdifuldt kontrolmateriale.

Det er ikke muligt inden for rammerne af dette arbejde at dække alle typer moræneler eller at finde kornsammensætningens betydning for en ingeniørmæssig anvendelse af lerarten. Lerfraktionens egenskaber har muligvis indflydelse på visse af morænelerets egenskaber, men heller ikke dette er eftervist.

Oversigt over dette arbejdes moræneler

Alle kornkurver ligger inden for det skraverede område



	Fin	Grov	Fin	Mellem	Grov
Ler	Silt		Sand		

Materiale med $d > 2\text{mm}$ er fraseret. (0-20%)

Oprindeligt var det derfor meningen at koncentrere undersøgelsen om en enkelt morænelersaflejring og kun udføre forsøg på denne. Udviklingen har dog begrundet en udvidelse, således at der ialt er udført forsøg på 6 forskellige lokaliteter. Dette arbejde kan derfor siges at dække et vist spektrum af moræneler, men resultaterne bør naturligvis kun anvendes på moræneler, der har lignende egenskaber som de her omhandlede. På side 14 er derfor angivet, inden for hvilke grænser de her undersøgte moræners kornkurver ligger.

I det følgende vil disse moræneler blive omtalt ved følgende lokalitetsnavne, hvor romertallet angiver, at det ikke er helt samme lokalitet, eller at optagelsestidspunkterne er forskellige:

Sabro I	Konsultativ sag	Febr.1962
II	Forskningssag	Maj 1962
III	Nye laboratorieprøver	1964
Odense	Forskningssag(Ammonia) (Profil kaldes I, II, III)	Efterår 1964
Odense IV	Forskningssag(Muus)	1965-66
Kratbjerg	Forskningssag	Efterår 1963
Carlsberg I	Konsultativ sag	Efterår 1962
II	Samme, men på blødere moræne	
III	Nye laboratorieprøver (~ I)	Jan.1965
Rigshospitalet I	Konsultativ sag	Juli 1962
II	Nye laboratorieprøver	Aug.1964

Morænelers klassifikationsegenskaber.

På side 17 er på skemaform angivet alle målte klassifikationsegenskaber. Alle morænetyperne er bedømt af afdelingsgeolog fru E.L.Mertz, og betegnelserne er derfor i nøje overensstemmelse med Geoteknisk Instituts normale praksis.

Der er en enkelt "slap" moræneler imellem, nemlig Sabro, med $c_v = 5-7 \text{ t/m}^2$ og et naturligt vandindhold på 19 %.

En del af de undersøgte moræner har en c_v -værdi på ca. 20 t/m^2 , svarende til et naturligt vandindhold på 11-12 % (Odense I og IV, Kratbjerg).

Carlsbergmorænen har et naturligt vandindhold på 9 % og en vingestyrke på ca. 70 t/m^2 .

Disse moræneler afviger væsentlig fra hinanden på grund af forskellige poretal, men viser sig igrøvrigt at kunne behandles som samme jordart, således at disses deformations- og styrkeegenskaber kan behandles under eet. Kalkindholdet er under 25 %. Lerfraktionen udgør 17-22 % for det materiale, der er anvendt i laboratoriet. Lerfraktionens sammensætning kendes ikke. Plasticitetsindex varierer fra 7-14 %, og indikerer forskelle i såvel lerfraktionen som i forbelastning. Glødetabet er negligabelt.

To af de undersøgte moræner adskiller sig i væsentlig grad fra de andre.

Odense III er en kalkmoræne (58 % kalk) og har egenskaber, der afviger noget fra de andre. På oversigter over forskellige målte egenskaber vil den derfor blive specielt angivet (se side 55 og 76).

Fra en undersøgelse på Rigshospitalet stammer en meget sandet moræneler, og i laboratoriematerialet (II) må den karakteriseres som morænesand. Plasticitetsindex er kun 2.4! Denne jordart giver også afvigende resultater og vil blive specielt angivet.

Sammensætningen af lerfraktionen har ringe indflydelse på deformations- og styrkeegenskaberne. Imidlertid viser det sig, at for permeabiliteten af en jordart er poretalet ikke den betydeligste faktor (se side 110), og man må slutte, at der her er et område, hvor en sammenligning af mikrostrukturen og en geoteknisk egenskab kunne foretages.

Jordartsbetegnelse	e_k	c_{V2} t/m	γ_{s2} t/m ³	Konsistensgrænser		l_c	w_n t/m ²	Glødetab %	Kalkindhold %	Geologisk beskrivelse (af afdelingsgeolog fru E.L. Mertz)
Sabro I, II, III (lab. no. 400 -)	0,52 (0,515)	5-7	2,69±0,01	w_L %	w_p %	0,60	19,2 2,12	3	0,5	Moræner, ret siltholdigt, finsandet, slap, forvitret. Mangler i påfaldende grad sand og sten
Odense (Amontia) (lab.no. 200 -) III	0,31 (0,306)	20	2,68	19,6	10,1	0,86	11,4 2,30	3	23	Kote +2 Moræner, stenet, sandet, let sintret
	0,25 (0,245)	28		20,3	9,9	1,08	9,1 2,36	1	16	Lab. no. 217 Moræner, stenet, sandet
	0,26? (0,260)	53		17,8	11,4	1,27	9,7 2,34	0,1	58	Lab.no. 220-221 Kalkmoræner, stenet
Odense (Hus) IV (lab.no. 250 -)	0,32	27	2,68	20,0	9,8	0,78	12,0 2,28	3	20	Moræner, stenet, sandet
Kratbjerg (lab. no. - 200)	0,32 (0,324)	20	2,69±0,01	17,9	10,8	0,83	12,0 2,28	3	18	Moræner, ret finsandet uforvitret
Carlsberg III (lab.no. 500-)	0,24 (0,242)	60-70	2,69	20,9	10,6	1,15	9,0 2,36	3	13	Moræner, sandet, stenet, særdeles fast, sintret, uforvitret, mørkegråt
Rigshospitalet I og II (lab. no. 300-)	0,23 (0,234)	> 70	2,68±0,01	12,6	10,2	1,63	8,7 2,38	1	27	Moræner, ret leret og stenet, uforvitret, særdeles fast (tilbøjelig til sprækkedannelse).

2 SPÆNDINGER IN SITU OG UNDER PRØVEOPTAGELSEN

Kapillaritetens indflydelse

I dette afsnit gøres rede for de spændingsændringer, en in-taktprøve udsættes for under prøveoptagningen, medens selve den mekaniske påvirkning omtales nøjere i bind II (side no.20 og 58).

Den egenskab, der er afgørende for såvel in situ-spændinger-nes beregning som for spændingerne i en prøve under optagelsen, er jordartens kapillaritet h_c (i m). Max.undertryk er $h_c \cdot \gamma_w$.

For en almindelig lerart er denne så høj, at man almindelig-vis kan regne med

- 1.. fuld vandmætning over grundvandsspejlet.
- 2.. De effektive spændinger bibeholdes under prøveoptagning-gen, idet der opstår et tilsvarende undertryk i porevan-det. Spændingstilstanden bliver isotrop.
3. De optagne friske prøver er vandmættede.

En sand har tilsvarende så lav kapillaritet, at ingen af de tre nævnte punkter kan opfyldes. Den laveste kapillaritet, der er målt på en moræneler, er ca. 2 m og kan altså let være mindre end de tilsvarende effektive in situ-spændinger.

Det vil sige, at der over grundvandet vil være en zone med vandmætning og undertryk i porevandet. Her oven over vil kun få mindre porøse dele være vandmættede, medens der i resten af ler-massen kun er vand tilbage i hjørnerne mellem kornene. Hvor stort det effektive spændingsniveau kan siges at være i dette til-fælde, er vanskeligt at sige, men det må være på den sikre side at regne med et niveau svarende til kapillariteten. (En lerprø-ve vil nemlig vedblivende trække sig sammen under begyndende ud-tørring).

I de fleste tilfælde er in situ-spændingerne langt mere kao-tiske, idet de også kan forandres af fordampning eller regn. En-delig vil der ofte observeres sekundære vandspejl.

For større bygværker (eks.kornsiloer) kan disse fænomener måske betragtes som mindre inhomogeniteter. For tolkningen af pladeforsøg er det derimod strengt nødvendigt at kende spændings-niveauet præcist, og her er grundvandsobservationer ikke pålide-lige nok.

I de pladeforsøg, der er udført i forbindelse med dette ar-bejde, er undertrykket målt direkte. (se bind II side 61)

Under prøveoptagningen vil de effektive spændinger ikke kunne blive større end kapillariteten for prøven som helhed, og derfor vil prøven ikke være vandmættet, hvis de effektive in situ-spændinger overskrider denne grænse.

I et konsolideringsforsøg sætter man vand til prøven og øger belastningen, idet den lodrette deformation holdes på nul. Herved fås et mål for undertrykket i porevandet (idet der her ses bort fra virkningen af forskydningsdeformationer).

Er prøven frisk, er dette undertryk lig med in situ-spændingen, hvis denne er mindre end kapillariteten; ellers er den lig med denne.

Tørres prøven noget ud, stiger undertrykket i porevandet, der nu befinder sig i hjørnerne mellem kornene. Man kan derfor også måle værdier af $\bar{\sigma}_0$, der er større end kapillariteten.

I de fleste tilfælde vil man få mætningsgrader $S = 0.9 - 0.95$. Luften vil indvirke, som var den jævnt fordelt, i det mindste på genbelastningsgrenene.

Disse overvejelser fører altså til følgende "regneregler" for en moræneler:

1. Kun fuld vandmætning over grundvandspejlet til en højde af h_c over dette.
2. Ved beregningerne af spændingerne in situ er den bedste antagelse, at poreundertrykket har en øvre grænse $h_c \cdot \gamma_w$, og at der regnes med denne, når højden over grundvandspejlet er større end h_c (benyttes ved sætningsberegning).
3. De effektive in situ-spændinger bibeholdes kun under prøveoptagningen, hvis disse er mindre end den kapillære stighøjde. Kun under disse betingelser er friske prøver vandmættede.

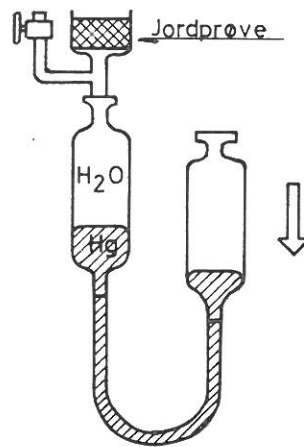
Disse regler har speciel interesse for tolkningen af pladeforsøg, hvor variationen i porevandsundertrykket er målt under hele forsøgsperioden.

Om størrelse af h_c henvises til side no.23.

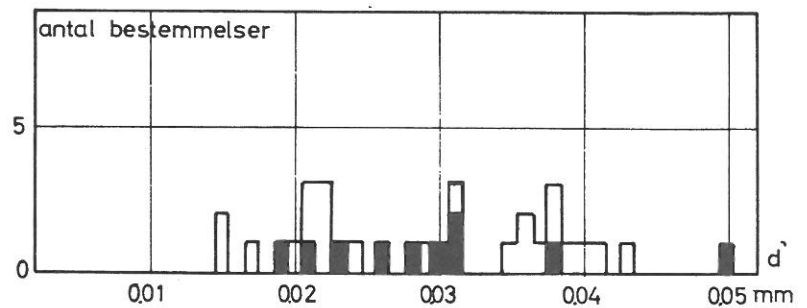
Måling og beregning af kapillaritet

Til beregning af kapillariteten har man Beskows formel, der er nøjere omtalt af fru Mertz i "Geologiske profiler gennem danske sunde og fjorde".

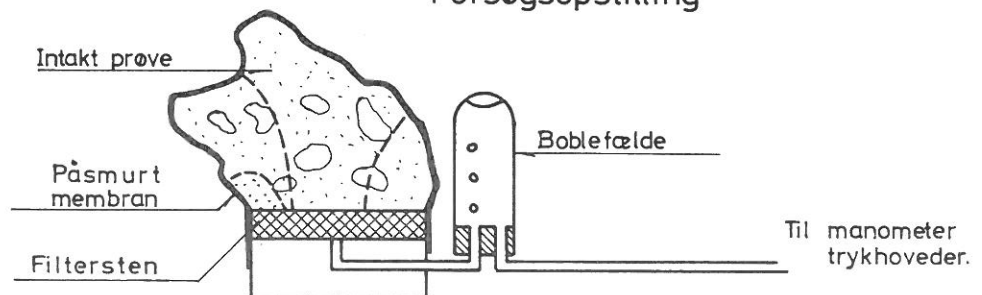
Beskow's apparat.



Bestemmelser af kornfordelingstygdepunkt.



Forsøgsopstilling



Beskows formel er opstillet på grundlag af forsøg med omrørte prøver. En omrørt prøve anbringes i en glasbeholder, der gennem en slange i bunden står i forbindelse med en trykholder, der kan frembringe undertryk. Hele systemet under prøven er fyldt med vand. Ved at sætte undertrykket op i trin vil man observere, når en kanal af luft er trukket gennem prøven. Det tilsvarende tryk er da kapillariteten.

Beskows formel forudsætter, at det kun er kornfordelingen, der har betydning for kapillariteten. Der beregnes derfor kornfordelingstygdepunktet d' som

$$\log d' = \frac{\sum A \cdot x}{100}$$

hvor A er de fundne procenttal inden for hver kornstørrelsesgruppe, og x er logaritmen til middel-korndiameteren for hver gruppe.

Man har da $h_c = c : d'$ (h_c i m, d' i mm), hvor c er 0.06 for fuldt sorteret jord og 0.08 for usorteret.

Der kan være tvivl om formlens gyldighed for moræner, da det er usorteret.

Fru Mertz har udregnet d' for et stort antal danske jordarter, hvoraf der her vises d' for morænelererne (side no.20). Med sort er angivet d' for de jordarter, der omtales i dette arbejde. (Lers middeldiameter er sat til 0.0005 mm). Der er fundet

Sabro moræner	$d' = 0.031$ mm
Odense moræner I	$d' = 0.028$ mm
II og	
III	$d' = 0.023$ mm
IV	$d' = 0.031$ mm
Kratbjerg	$d' = 0.030$ mm
Carlsberg I og III	$d' = 0.020$ mm
II	$d' = 0.026$ mm
Rigshospitalet I	$d' = 0.038$ mm
II	$d' \leq 0.051$ mm

Benyttes Beskows formel, fås herefter, at kapillariteten for moræner ligger i intervallet $2 - 5$ t/m².

Til verifikation af Beskows formel er der udført tre forsøg med omrørte prøver; undertrykket blev sat op trinvis, og de enkelte trin varede 5, 15 eller 30 min. Man fik herved

lab.no.	interval- længde	kapil- laritet
130	5 min.	8.8 m
134	15 min.	4.3 m
128	30 min.	2.7 m

Efter Beskows formel fås $h_c = \frac{0.08}{0.03} = 2.7 \text{ m}$.

Med kun 3 gode forsøg kan kun bemærkes, at Beskows formel giver rimelige resultater, idet det naturligvis er det forsøg med de længste tidsintervaller, der giver den mest korrekte værdi.

Den væsentligste indvending mod Beskows formel er, at poretalet ikke indgår i formlen. Det er imidlertid meget rimeligt, fordi man kun beregner kapillariteten for omrørte prøver og dermed får et karakteristisk poretal for hver jordart.

Forsøg med intakte prøver er imidlertid meget simple at udføre. Forsøgsopstillingen er vist på side no.20. Prøven rettes af, så den kan stå på en filtersten, der i forvejen er gjort våd, og dækkes af en membran, der smøres på prøven. Ved begyndelsen af forsøget prikkes hul på membranen, og målingerne foretages. Er prøven stor nok, kan forsøget gentages ved at lappe membranen og prikke et nyt hul. På denne måde fås et indtryk af spredningen på målingen. For alle jordarterne, undtagen Carlsberg, gælder det, at planterødder kan danne naturlige kanaler og dermed nedsætte den målte værdi meget. I det omstående skema er samtlige målte værdier angivet; hvis der er udført flere forsøg på samme klump, er de angivet efter hinanden.

For Carlsberg morænen, hvor det ikke lykkedes at trække luft gennem prøven, blev det forsøgt at måle kapillariteten ved at anbringe forsøgsopstillingen i et trykkammer. Herved påførtes prøven et effektivt undertryk på over 40 t/m^2 , uden at det dog lykkedes at danne kanaler (ca. 5 forsøg med 3 forskellige prøver). Prøverne blev dog tørre på oversiden. Der blev endda udført forsøg ved 100 t/m^2 ! Resultatet bør behandles med stor forsigtighed, fordi det ikke stemmer med de øvrige forsøg.

Resultaterne af forsøg på intaktprøver stemmer ikke med Beskows formel undtagen for Sabromorænen med $e_k = 0.52$. Ønskes en nøjere overensstemmelse med forsøgene, kan anvendes følgende formel, der ligner Beskows:

$$h_c = \frac{0.025}{d' \cdot (1 + e) e^2} \cdot 10^{-3}$$

Denne formel giver den sidste kolonne tal i tabellen.

Morænelers kapillaritet.

Jordart	lab.no.	målinger	Bedste skøn t/m^2	$e_k =$	Beskows kap.	Udvidet formel
Sabro	404 402a)	1.4-2.0 0.8-0	~ 2.0	0.52	2.6	2.0
Odense I	203a 203b 206	1.5 3.0 0.8 0.5 0.5 7.0 9.9	3-10	0.31	2.9	7.2
Kratbjerg	138 II 140 II 137a 137b 124	4.8 2.0 8.1 7.5 9.0	7-9	0.33	2.7	6.1
Carlsberg III	509a b c	>10 >10 >10	>10	0.24	4	17.6

Denne formel er iøvrigt i overensstemmelse med Frank Engelunds formel for variationen af permeabilitetskoefficienten (Geoteknik 1.24.4) i forbindelse med den antagelse, at permeabiliteten og kapillariteten for samme jordart er omvendt proportionale.

3 MORÆNELERS STYRKEEGENSKABER

Morænelers deformationsegenskaber og dets styrkeegenskaber hænger naturligvis nøje sammen, og der er derfor under arbejdet med deformationsegenskabernes måling fremkommet så mange styrkemæssige resultater, at disse betyder en kraftig udvidelse af vort erfaringsmateriale, specielt med henblik på markbelastningsforsøg.

I de markbelastningsforsøg, der er udført tidligere, er der ikke udført nogen måling af kapillarspændingerne, og man har kun sjældent understøbt pladerne med gibs eller beton, hvorved brud kan starte lokalt ved ujævnheder i overfladen under pladerne. Forsøgene kan vanskeligt tolkes i forbindelse med de i dette projekt udførte forsøg, og disse forsøg omtales derfor kun for at illustrere udviklingen.

En ny måde at udføre simple trykforsøg på er gennemprøvet, og målingen af den udrænedes forskydningsstyrke er nu nogenlunde problemfri, idet der er fundet tilfredsstillende overensstemmelse mellem vingeforsøg, udrænedes pladeforsøg og simple trykforsøg.

I dette afsnit skal der kun behandles selve målingerne og et par simple konklusioner af disse, men selve de grundlæggende ligninger betragtes som forudsætninger, således

Hvorslevs brudbetingelse: $\bar{\tau}_f = \bar{\sigma}_f \tan \varphi_r + c_r$

Bæreevneformlens gyldighed (superposition af γ , c og φ -bidrag)

Formfaktorerne for cirkulære fundamenter: $s_\gamma = 0.6$ og

$s_c = s_q = 1.2$

Forsøgsmaterialet er for lille til en gennemført statistisk bearbejdelse, hvorfor denne oftest udelades.

3.1 DEN UDRÆNEDE FORSKYDNINGSSSTYRKE

Den udrænedede forskydningsstyrke bestemmes normalt ved vinge-forsøg (c_v). Disse forsøg er dog ikke anvendelige i sprækket ler, hvorfor man i sådanne tilfælde anvender pladeforsøg (c_u^p). Endelig kan man i laboratoriet anvende simple trykforsøg; de almindelige forsøg giver dog alt for små værdier af forskydningsstyrken (c_u^t). I det følgende skal vises, hvordan det er muligt at få en meget smuk overensstemmelse mellem disse forsøg.

3.11 Pladeforsøg

Pladeforsøgene må være den forsøgstype, hvis resultater skal tillægges størst vægt. Disse forsøg foretages nemlig på uberørt jord. Den udrænedede forskydningsstyrke findes af: $p_f = 6.2 \cdot c_u^p \text{ t/m}^2$ hvor der altså er regnet med en formfaktor på 1.2 (cirkulær).

Ældre pladeforsøg er udført med belastningstrin af 30 sekunders varighed. Sådanne forsøg er vist på bilag no.IV 1- 3. Det kan være temmelig vanskeligt at få en præcis bruddefinition.

Derfor er der her anvendt forsøg med konstant deformations-hastighed. Forsøgenes arbejdskurver får et lidt ændret udseende, jfr. bilag no.IV 7- 8. Da γ -leddet ikke indgår i bæreevnen, kan sådanne forsøg iøvrigt udføres på lodrette flader, hvad der er en fordel, hvis forsøgene foregår i en grube i jorden. (Gælder kun for isotrope jordarter, hvortil moræneler må regnes).

3.12 Vingeforsøg (sammenlignet med pladeforsøg)

Vingeforsøgenes resultater fremkommer gennem en tvungen brud-flade, og man må derfor forvente for høje værdier ved denne frem-gangsmåde. Samtidig er jorden blevet en del forstyrret ved ned-presningen. Sten i brudfladen vil normalt give sig til kende ved en huggende bevægelse i vingen. Sådanne forsøg kan derfor umiddel-bart kasseres. Hvis moræneleret er så hårdt, at forskydningsstyr-ken ligger i nærheden af den maksimale værdi, vingen kan give, kan man ikke bestemme, om det er sten, der giver maksimum, og disse

værdier skal derfor tages med forsigtighed. Det ser iøvrigt ud til, at de hårdeste moræner har et stort stenindhold.

I det følgende skema sammenlignes vingestyrken c_v og den udrænnede forskydningsstyrke c_u^p fundet ved pladeforsøg. Der henvises til forsøgenes arbejdskurver i bind IV.

Jordartbet.		c_v	p_{br}	$\frac{c_u^p}{c_v}$	bilag no.	
Sabro	30 sec. trin	6.1	35.7	0.94	1	0.10
		6.2	30.0	0.78	2	0.10
		5.7	36.0	1.02	3	0.10
	contr. strain	5	30.4	0.98	7	0.15
		5.7	31.67	0.90	8	0.15
		5.8	35.1	0.97	9	0.15
	Carlsberg II	contr. 22	119	0.87 ^{x)}	59	0.075
		strain 23	122	0.85	60	0.075
	Carlsberg I	contr. xx)	363	0.83	58	0.075
		strain ~ 70	392	0.91	57	0.15
		(60-70)	460	1.06	54	0.15
			366	0.84	53	0.15
			330	0.76	52	0.15
			400	0.92	50	0.15

x) uden dybdekorrektio: 0.93

xx) kun tre vellykkede vingeforsøg et stykke fra forsøgsområdet - men samme materiale.

Forsøgsoverensstemmelsen er god, vingestyrken dog en smule for høj.

3.13 Simple trykforsøg med ru trykhoveder

Prøvehøjden er ved disse forsøg 2 x diametren.

Normalt prøveareal er 10 cm².

Der dannes derved en smal brudzone, hvis vandindhold ikke er konstant, men stiger i nærheden af brud. Hvis prøven ikke er helt korrekt tildannet, vil bruddet begynde ved trykhovederne (tilpasning). Lokalt svagere områder (sten erstattet med afskrælet ma-

teriale) kan også "starte" en brudflade. Fortolkningen af disse forsøg er behæftet med så store fejlmuligheder, at disse er uanvendelige.

Følgende tabel viser værdien af nogle tidligere forsøg.

Sag	Simple trykforsøg	Vingeforsøg
Carlsberg ex.proj.	middel $c_u^t = 24.5 \text{ t/m}^2$	middel $c_v = 29.2 \text{ t/m}^2$
256 Carlsberg	Bo.3. $c_u^t = 15 \text{ t/m}^2$ Bo.6. 12 " Bo.7. ~ 13 "	$c_v \sim 44 \text{ t/m}^2$ 42 " 40 "
5061 Nakskov tørdok	Bo.1. $c_u^t = 6.1$ " Bo.2. 14.1 " 6.4 " Bo.3. 16.3 " Bo.4. 13.0 "	Bo.5 $c_v = 29$ " 22 " 20-22 " 25-26 " ~ 40 "
5215 Glostrup Hude- centralen	Kote -10.4 1.4 " - 9.4 0.8 " - 8.4 1.2 " - 5.9 2.2 " - 5.2 4.5 " - 5.0 3.8 "	$c_v \sim 5.5$ " 6.5 " 7.0 " 12.0 " 11.0 " 11.0 "
Fl/61 Kratbjerg	$c_u^t = 12$ " 12.3 " 12.5 " 12.7 "	middel $c_v = 20.4$ "

De simple trykforsøg er udførligt behandlet i bind II.

3.14 Simple trykforsøg med glatte trykhoveder

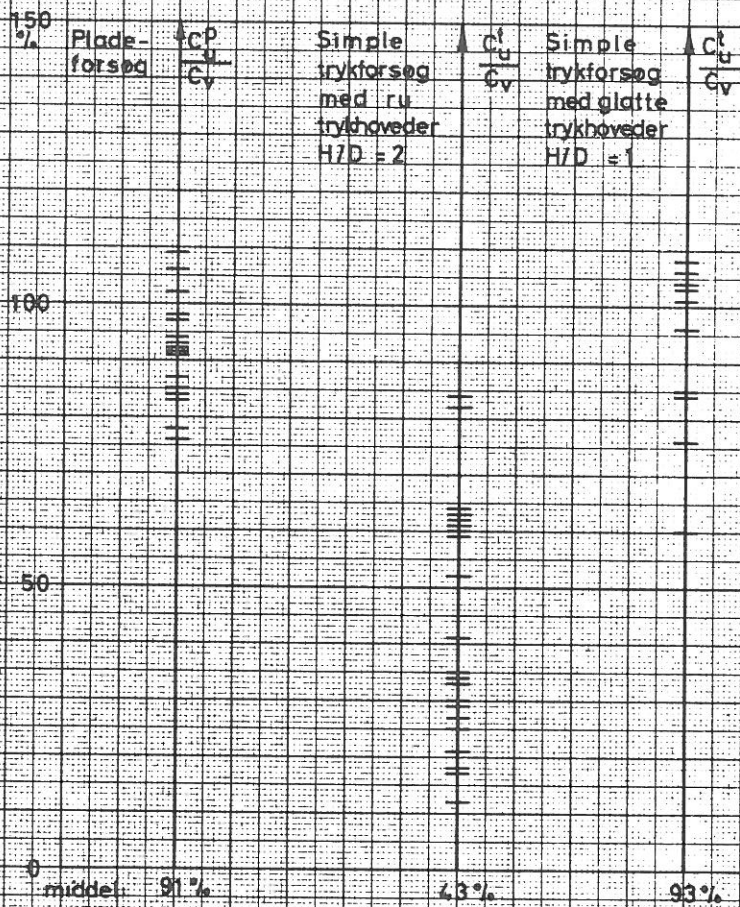
I bind II er også redegjort for udviklingen af de glatte trykhoveder, og det er vist, at man kan reducere prøvehøjden til 1 x prøvediametren, uden at der er nogen målelig indflydelse fra trykhovederne, så længe forsøget udføres på moræneler.

Udrænede forskydningsstyrker.

c_v : målt ved vingeforsøg

c_u^i : målt ved simple trykforsøg

c_u^p : målt ved udrænede pladebelastningsforsøg



Herved fremtvinges brud i hele prøven, og man opnår derved jævnt fordelt vandindhold under brud. Resultaterne af forsøgene er angivet i skemaet.

Sag	Simple trykforsøg	Vingeforsøg	Bilag no.
Fl/61 Kratbjerg	$2 \cdot c_u^t = 24.4 \text{ t/m}^2$	$c_v = 20 \text{ t/m}^2$ middelværdi	III-14
	44.0 "		
	39.4 "		
	31.0 "		
	34.3 "		
	42.6 "		
	41.9 "		
	34.6 "		
Fl/61 Carlsberg	$2 \cdot c_u^t = 142 \text{ "}$ 148 "	$c_v \sim 70 \text{ t/m}^2$	III-15

3.15 Sammenligning

På side 28 er resultaterne fra de forskellige forsøg sammenlignet. Det ses, at pladeforsøgene og de simple trykforsøg med glatte trykhoveder og højden 1 x diameteren giver samme resultat, medens vingestyrken giver resultater, der på det foreliggende grundlag må siges at være 10 % for høje.

Dette resultat forekommer helt naturligt, da vingestyrken måles i en tvangsflade.

Det må dog forbavse, at prøveforstyrrelser spiller så ringe en rolle.

Man kan tilsidst sammenligne de fundne udrænedes forskydningsstyrker ($0.9 \times c_v$) med klumpporetallet. Der er dog sikkert andre faktorer end dette, der spiller ind, f.eks. kalkindholdet og lerindholdet.

Af afbildningen side 55 ses imidlertid, at poretallet har afgørende indflydelse på den udrænedes forskydningsstyrke.

3.2 MORÆNELERS LANGTIDSPARAMETRE BESTEMT VED FORSØG I MARKEN

Moræneler er normalt kraftigt forbelastet og udviser derfor såvel effektiv kohæsion som effektiv friktion. Disse styrkeegenskaber kan bestemmes såvel ved pladeforsøg i marken som ved triaxialforsøg i laboratoriet.

Da det er simplest at beregne styrkeegenskaberne ud fra pladeforsøgene, forudsat teorien om fundamenteres bæreevne er korrekt, vil det først blive gjort her i den udstrækning, det er muligt.

3.21 Om fundamenteres bæreevne

Ved beregning af et fundaments bæreevne benyttes formelen

$$Q:A = \frac{1}{2} \bar{\gamma} B N_{\gamma} s_{\gamma} d_{\gamma} i_{\gamma} + \bar{q} N_q s_q d_q i_q + \bar{c} N_c s_c d_c i_c$$

hvor Q er bæreevnen, A pladens areal, B pladens bredde, N_{γ} , N_q , N_c er bæreevnefaktorerne, der afhænger af friktionsvinklen. s , d og i er formfaktorer, dybdefaktorer og hældningsfaktorer. $\bar{\gamma}$ er jordens effektive rumvægt, \bar{q} den effektive overfladelast og \bar{c} den effektive kohæsion.

De følgende betragtninger gøres for cirkulære fundamenter med lodret kraftpåvirkning : $i_{\gamma} = i_q = i_c = 1$, $s_{\gamma} = 0.6$, $s_q = s_c = s_c^0 = 1.2$. $d_{\gamma} = 1$. d_q og d_c sættes lig med 1, idet fejlen herved højst er 4 %.

For pladeforsøgene gælder altså for langtidsbæreevnen

$$Q:A = \frac{1}{2} \bar{\gamma} B N_{\gamma} 0.6 + \bar{q} N_q 1.2 + \bar{c} N_c 1.2$$

(Korttidsbæreevne er $Q:A = 6.2 c_{\gamma}^p + (\bar{q} - q_c)$, idet $N_c^0 = 5.14$. Dette er benyttet i forrige kapitel).

I \bar{q} -leddet indgår foruden den ved forsøget påførte overfladelast, også kapillarspændinger. Kan man måle disse, har man her oftest fået foræret en temmelig stor overfladelast (eks. 2--2.5 t/m²),

$$\text{d: } \bar{q} = q + q_c \text{ t/m}^2$$

Ved pladeforsøg med forskellige pladestørrelser kan man for sand udregne γ -leddets indflydelse (d: N_{γ}). Udføres forsøget med forskellig overfladelast, kan N_q findes. Man får en overbestem-

melse af $\bar{\varphi}$, og dermed en kontrol af bæreevneformlen. Normalt findes dog også en kohæsion, der skyldes skalæffekter og fugtighed i sandet.

For moræneler må man på forhånd opgive at bestemme N_y ad forsgsteknisk vej, da kohæsionens bidrag til bæreevnen er så stor, og da det kun er praktisk muligt at føre små plader til brud.

Ved at variere overfladelasten fra forsøg til forsøg kan man bestemme N_q og dermed $\bar{\varphi}$; herefter kan N_c bestemmes og hermed \bar{c} . Det sidste dog kun, hvis kapillarspændingerne bestemmes, da man ellers kun kender differencer i spændingsniveauet.

I det følgende vil de drænede pladebelastningsforsøg blive gennemgået. Styrkeparametrene vil blive kaldt $\bar{\varphi}_p$ og \bar{c}_p .

3.22 Bruddefinition

Forsøg udført med konstant hastighed har en anden arbejdsurve end forsøg udført med konstante spændingstrin. Hvis disse forsøg er vellykkede, har arbejdskurven et spændingsmaksimum, og p_f er da lig med maksimalspændingen. Det vil vise sig, at der er en afhængighed mellem δ_f og p_f (se kurven side 33), således at jo større brudspændingerne bliver, desto større bliver også bruddeformationerne (for samme jordart, under ens forhold).

Forsøg, hvor pladen kæntrer, udviser derimod intet maksimum, idet der er et ukontrollabelt dybdeled og måske en mindre passiv zone ved den kant, der ligger dybest. (Se herom: bind II side 67).

For sådanne forsøg må man benytte den tidligere fundne afhængighed mellem brudspænding og bruddeformation.

Har man forsøg, hvor det ikke er lykkedes at nå op på brudspændinger, er man henvist til at udnytte formen af det stykke arbejdskurve, der er til rådighed. Det er da naturligt at anvende en formel for arbejdskurven. (F.eks. den af Brinch Hansen opstillede).

3.23 Spændingsniveauets betydning

Spændingsniveauet har betydning for såvel jordens styrkeegenskaber som for dens deformationsforhold. Det er dog specielt de meget lave spændingsniveauer, der har betydning for styrkeegenskaberne.

Man omtaler det forhold som opblødning af leret, og det anvendes normalt om ler, der har fået et vandindhold over flydegræn-

sen. Der findes naturligvis en helt jævn overgang til den opblæste tilstand, men spændingsniveauet skal dog være meget lavt, for at det kan måles ved en vandindholdsbestemmelse. Ved opblødningsforsøg på Carlsberg kunne man ikke på denne måde måle ændringer længere end 15-20 cm ned i jorden under en vanddækket overflade svarende til effektive spændinger på ca. 0.20 t/m².

I de tilfælde, hvor kapillarspændingerne er søgt udlignet ved vandtilsætning, er der derfor først udlagt et sandlag på ca. 20 cm tykkelse. (Carlsberg, Rigshospitalet).

For pladeforsøg med et lavt spændingsniveau er det endvidere afgørende, om der aflastes til dette lave niveau under forsøget eller før forsøget. Påføres det under forsøget, vil den under pladen liggende jord have så store spændinger, at jorden ikke udvider sig meget, og man vil bestemme de effektive parametre, der hører til det oprindelige spændingsniveau. Aflastes der før forsøg, og finder den nødvendige forøgelse af poretallet sted, vil man derimod få de for dette niveau aktuelle parametre. Man kan derved måle den ændring i styrkemæssig henseende ved spændingsniveauer under ca. 0.5 t/m². Virkningen er naturligvis størst for små plader.

Ved sådanne forsøg må man derfor være klar over, om denne udeladelse af jorden har fundet sted. I dette arbejde ønskes ikke at studere disse fænomener, og der må derfor enten søges at korrigere for denne effekt, eller forsøgene må udelades.

Konklusionen er, at brudspændingen for små spændingsniveauer er afhængig af spændingsniveauet ved forsøgets begyndelse.

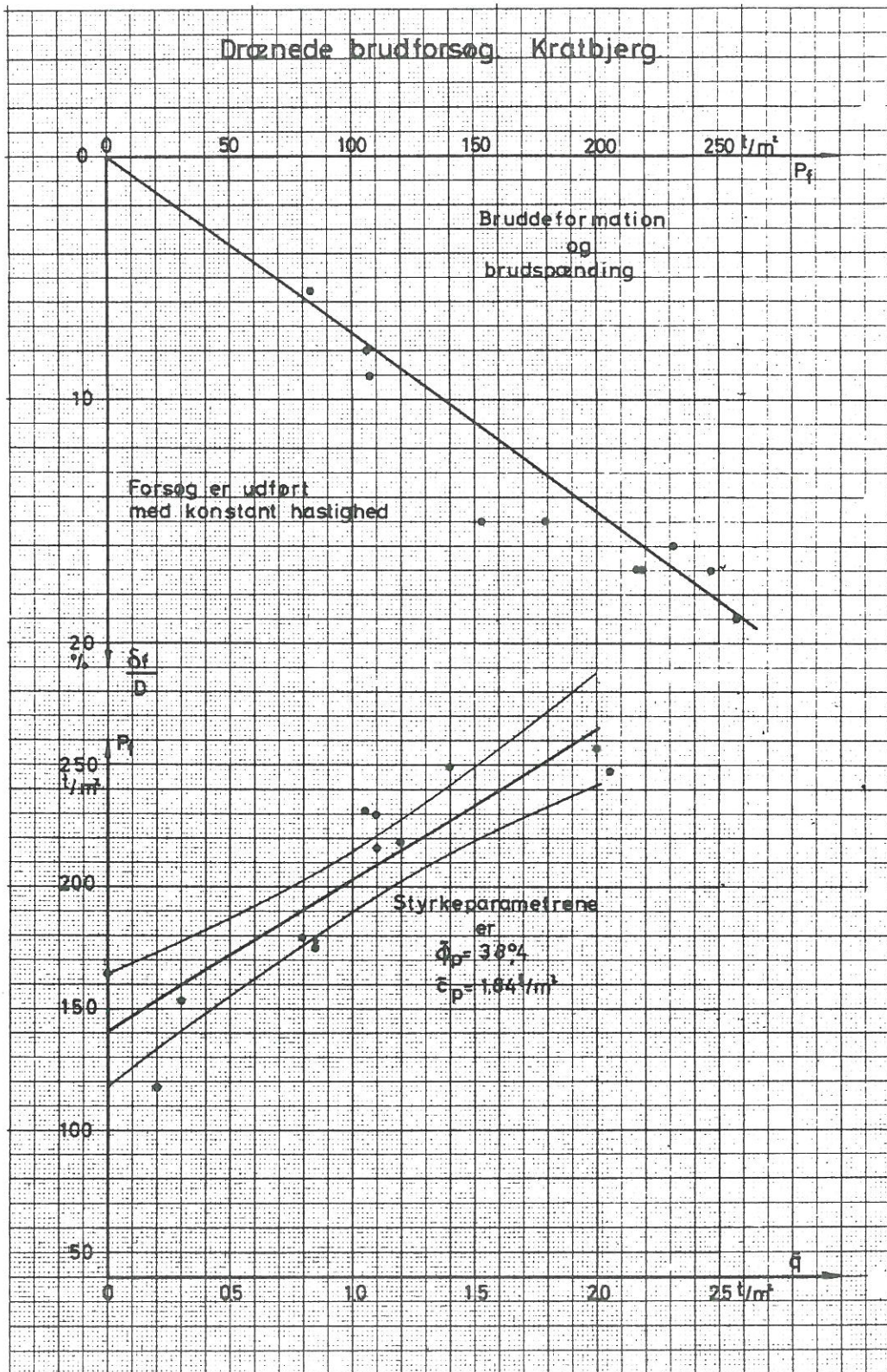
Normalt er spændingsniveauet bestemt af kapillarspændingerne q_c , der er målt med en kapillarnål (omtalt nøjere i bind II). I nogle af forsøgene er påført overfladelast q i form af sand, eventuelt med et dække af jernbarrer. Den effektive overfladelast er summen af disse: $\bar{q} = q_c + q$.

3.24 Forsøgsresultater

Kratbjerg

På denne lokalitet er udført 14 drænedes brudforsøg. De 13 er udført som forsøg med konstant hastighed (0.3 % pr.time). Denne forsøgshastighed er ved en forsøgsserie på Sabro morænen bestemt som den mest hensigtsmæssige (se senere). Et enkelt forsøg er udført med belastningstrin (El), og den normale bruddefinition kan derfor ikke anvendes.

Drovnede brudforsøg Kratbjerg



Forsøgene er afbildet i bind IV, hvor også kapillarspændingsmålingerne er vist (bilag no.45 - 46).

Forsøgen er omtalt i nedenstående skema. For de forsøg, hvis arbejdskurve har "lodret" tangent, er angivet bruddeformationen, hvis afhængighed af brudspændingen er vist på figuren.

Forsøg no.	Bilag no.	q_c t/m ²	q t/m ²	\bar{q} t/m ²	p_f t/m ²	δ_f %	
MS1	IV-19	2.05		2.05	247	17	Opblødt
B3	20	1.0	1.0	2.0	257	19	
B4	21	0	0.3	0.3	153	15	
B5	22	0.85		0.85	175		
B6	23	0.2		0.2	82	5.5	
C4	24	1.2		1.2	218	17	
C5	25	1.1		1.1	216	17	
C6	26	1.05		1.05	231	16	
C11	27	1.4		1.4	250		
D10	28	0.8		0.8	179	15	
D11	29	1.1		1.1	230		
D11	29	0		0?	165		
D13	30	0		0	106	8	
E1	32	0	0.2	0.2	118		Opblødt
F2	31	0.45		0.45	107	9	

Af kapillarspændingsmålingerne ses iøvrigt, at B6, D13 og F2 har haft meget små begyndelsesspændingsniveauer, og området er derfor blevet svagere, inden forsøget er sat i gang.

I E1 har kapillarspændingerne været ca. 1 t/m² inden udligning, der er foregået samtidig med første trin, og opblødningen er derfor ikke så kraftig.

D11 er udført med to brud, idet der er aflastet og hældt vand på området. Genbelastningen har øjensynlig været for hurtig.

Endelig kan nævnes, at D5 og D6 under gentagne regnskyl kom i brud for $p_f = 76$ t/m².

I de tilfælde, hvor der fandtes sten under pladerne, er disse indmålt (se bilag no. IV 47 -48).

Af afbildningen fås

$$\begin{aligned}\bar{c} N_c s_c &= 141 \text{ t/m}^2 \\ N_q s_q &= 61 \text{ t/m}^2 \\ N_q &= 50.8 \text{ t/m}^2 \\ \sim \bar{\varphi}_p &= 38.4^\circ \\ \bar{c}_p &= 1.84 \text{ t/m}^2\end{aligned}$$

Carlsberg

På Carlsberg er udført forsøg på to forskellige moræneler, idet den ene af de to forsøgsgrubers bund var af et svagere materiale end aflejringsen iøvrigt.

På det svage materiale (kaldet Carlsberg II) er der udført 6 forsøg til bestemmelse af de effektive styrkeparametre.

På den almindelige morænelersaflejring (Carlsberg I) er der udført 2 drænedes forsøg. Disse er dog ikke ført til brud.

Ved de 2 drænedes forsøg på Carlsberg I blev målt en kapillarspænding på 2.30 t/m^2 .

På Carlsberg II blev målt 2.25 t/m^2 . I de 4 forsøg er der dog foretaget en udligning ved først at påføre sand svarende til 0.35 t/m^2 , og derefter sætte forsøgsarealet under vand. Disse forsøgs deformationer fremkommer derfor som en hævnning af hele området, en opblødningseffekt og de almindelige forskydningsspændinger og bør derfor kun anvendes ved større deformationer.

For Carlsberg II blev forsøgene udført i to områder med lidt varierende styrkeegenskaber, og der blev derfor udført to ens forsøg i de to områder til sammenligning.

Forsøgene er vist på bilag no.IV 63-68. Det ses, at det er vanskeligt at bestemme brudværdien. Disse forsøg, der væsentligt er udført med belastningstrin (kombinerede forsøg), følger dog Brinch Hansen's formel for arbejdskurven:

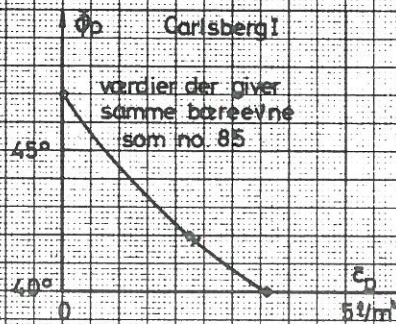
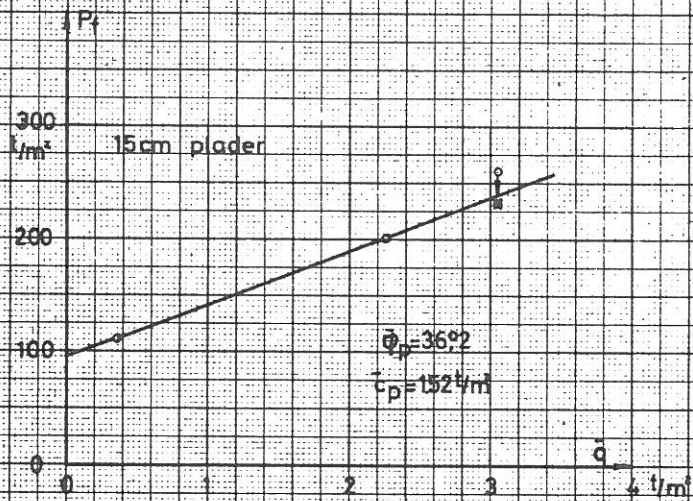
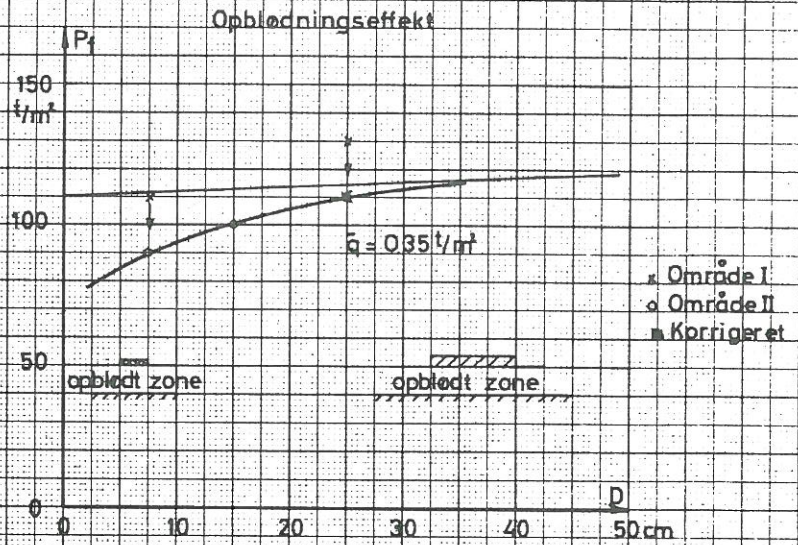
$$\frac{\delta}{\delta_f} = \frac{1}{4F^2 - 3}.$$

Denne er anvendt for de fleste forsøg, undtagen de forsøg, der er kærtret, eller hvor udligningen ikke har været perfekt (88).

De fire af disse forsøg er udført med hydraulisk trykholder og hydraulisk pumpe, som kombinerede forsøg (se bind II).

På figuren er først vist de fire forsøg med samme overflade-

Drøgnede brudforsøg. Carlsberg II



Jordart	Forsøg no.	Bilag no.	Pladediam. cm	q_c t/m ²	q t/m ²	\bar{q} t/m ²	p_f t/m ²	
Carls- berg I	85	IV-61	7.5	2.30	-	2.30	500 x)	Område I
	86	62	7.5	2.30	-	2.30	?	$c_v \sim 60$ t/m ²
Carls- berg II	87	63	7.5	-	0.35	0.35	90 x)	Område III
	1519	66	15	2.25		2.25	200	
	1520	67	15	-	0.35	0.35	100 x)	
								$c_v \sim 25$ t/m ²
	88	64	7.5	-	0.35	0.35	110	Område II
	1518	65	15	2.25	0.80	3.05	260	
	251	68	25	-	0.35	0.35	130 x)	
								$c_v \sim 28$ t/m ²

x) JBH-formel

last ($\bar{q} = 0.35$ t/m²). Det ses straks, at der er en forskel på 20 t/m² i bæreevne på de to områder. Det svarer til, at vandindholdet i det svage område er 0.5 % højere end i det stærkere. Skal 25 cm-pladeforsøget sammenlignes med de to forsøg fra område II, må der også fra brudværdien trækkes 20 t/m², og der fås herved en linie, der gælder for det svageste område. Denne linies hældning bestemmer dog ikke N_γ , men et kombineret γ -led og opblødnings-effekt. Den rette linie, der indlægges, svarer til $\bar{\varphi} = 36.2^\circ \sim N_\gamma = 50$. For 15 cm pladerne fås altså en opblødnings-effekt på ca. 12 t/m².

For forsøgene med overfladelast og kapillarspændinger er der derimod ingen opblødning. Forsøgene med forskellig overfladelast er afsat på figuren på side 36. For $\bar{q} = 0.35$ t/m² er afsat den korrigerede værdi.

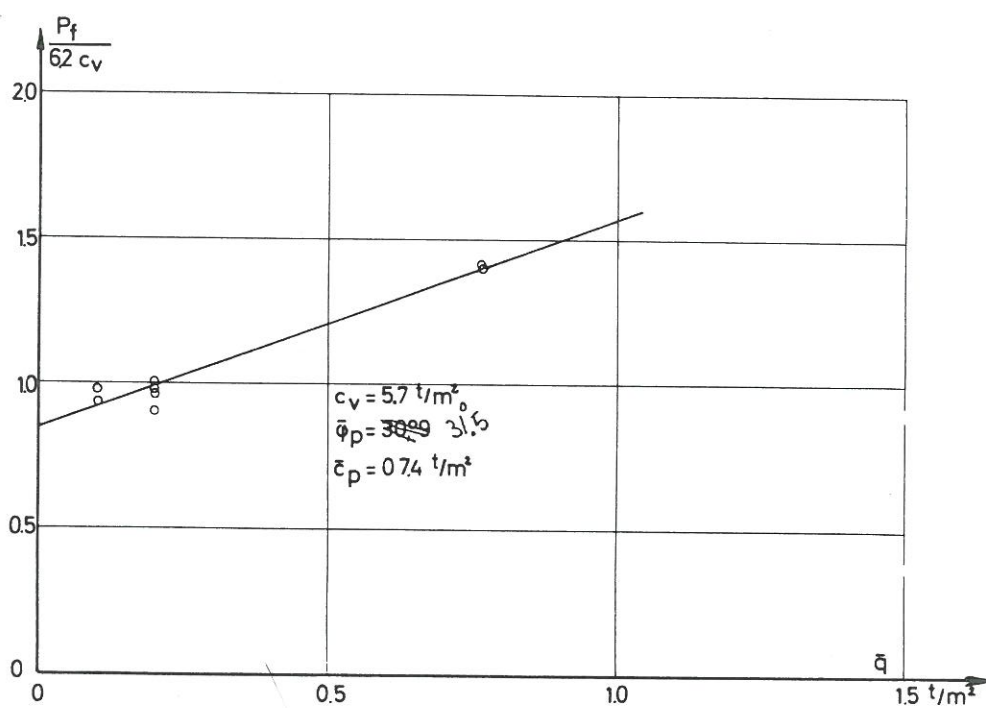
Forskellen mellem de to områder svarer til $\varphi \sim 1^\circ$. Dette giver for $\bar{q} = 3.05$ t/m² en forskel på 28 t/m². Med denne korrektion fås $N_q s_q = 46$ t/m² $\therefore \bar{\varphi} = 36.2^\circ$

$$\bar{c} N_c s_c = 96 \text{ t/m}^2 \therefore \bar{c} = 1.56 \text{ t/m}^2$$

For Carlsberg I kan man ikke på det foreliggende grundlag finde styrkeparametrene, kun en afhængighed mellem disse (se figur 3 side 36).

Det må understreges, at der egentlig er for få forsøg til den-

Drænede brudforsøg. Sabro.

Sammenfattende afbildning ($c_v = 4.7 - 7.4$)

ne bearbejdning, og at det må betegnes som meget heldigt, at et resultat overhovedet kan fremvises.

Sabro

Forsøgene på Sabro-morænen blev først og fremmest gennemført for at bestemme den hastighed, pladeforsøg skulle udføres ved for at kunne kaldes dræned. Kravet er, at deformationerne for de dræned pladeforsøg udført med konstant hastighed og udført med trinvis belastning og tidskurver skal være ens. Man fandt på den måde, at

$$\frac{\delta}{D} \leq 0.3 \% \text{ pr. time for } D = 15 \text{ cm}$$

eller almindeligt

$$\frac{\delta}{D} \leq 30 \frac{K_p \cdot k}{D^2} \% \text{ pr. time,}$$

hvor K_p er pladeforsøgets konsolideringsmodul ($K_p = \frac{p \cdot D}{\delta} \text{ t/m}^2$).

Dette krav er opfyldt ved alle dræned pladeforsøg med konstant hastighed (bind IV bilag no.10).

Forsøgene er udført 10-20 cm over G.V.S., men uden tilsætning af vand, og opblødningseffekten er derfor ringe. (Forsøg med opblødningseffekt på bilag no. 4 - 5).

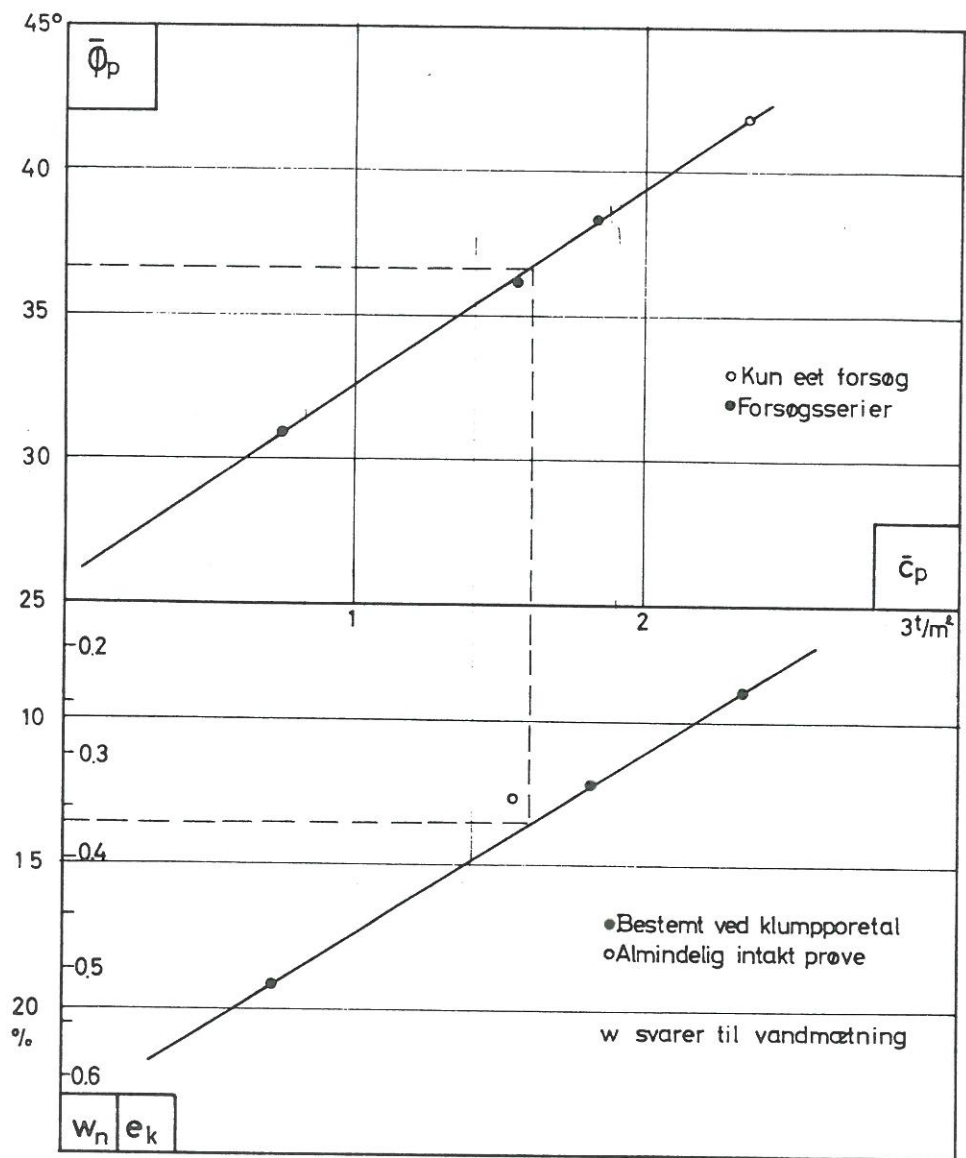
Da vingestyrken varierer en del, er den vist for hvert forsøg.

Forsøg no.	Bilag no.	Pladediam. cm	\bar{q} t/m ²	p_f t/m ²	c_v t/m ²	$\frac{p_f}{6.2 c_v}$	Hastighed % pr.time
151	7	15	~0.2	30.4	5	0.98	40 %
152	8	15	~0.2	31.7	5.7	0.90	7 %
153	9	15	~0.2	35.1	5.8	0.97	1.25 %
154	10	15	~0.1	34.8	6.0	0.94	0.3 %
155	11	15	~0.1	45.0 ^{x)}	7.4	0.98	0.06 %
156	12	15	0.77	59.0 ^{x)}	6.7	1.42	0.09 %
157	13	15	0.77	-	7.0		0.28 %
158	14	15	0.78	41.0	4.7	1.41	8 %
301	15	30	~0.2	35.6	5.8	0.99	TRIN

x) JBH-definition

Langtidsparmetre, bestemt ved pladeforsøg

Effektivt spændingsniveau = $1.5 - 2.5 \text{ t/m}^2$
 $0.5 - 2.5$



Af skemaet ses, at bæreevnen for $q = 0.1 - 0.2 \text{ t/m}^2$ er ca. 95 % af bæreevnen beregnet på grundlag af vingeforsøg uanset forsøgshastigheden.

Man kommer herved til det forbløffende resultat, at korttidsbæreevnen er lige så stor som kohæsionens bidrag til langtidsbæreevnen.

Forsøgene med overfladelast har samme brudværdier (nemlig $1.4 \times$ korttidsbæreevnen), uanset om forsøgshastigheden er 8 % p.h. eller kun 0.09 % p.h. Der er ikke fundet nogen tilfredsstillende forklaring på dette forhold.

På figuren er vist de drænedes forsøgs brudværdier afsat i forhold til vingestyrken, da denne varierer temmelig meget. Der er på dette grundlag udregnet værdier af $\bar{\varphi}_p$ og \bar{c}_p svarende til $c_v = 5.7 \text{ t/m}^2$.

3.25 Oversigt over pladeforsøgenes resultater

På figuren er vist samhørende værdier af \bar{c}_p og $\bar{\varphi}_p$, som de er fundet af pladeforsøgene. På trods af de forholdsvis få forsøg er der god overensstemmelse mellem forsøgsresultaterne. Det er jo nemlig sådan, at begge styrkeparametrene afhænger af forbelastningen, eller hvad der er næsten det samme, af poretallet.

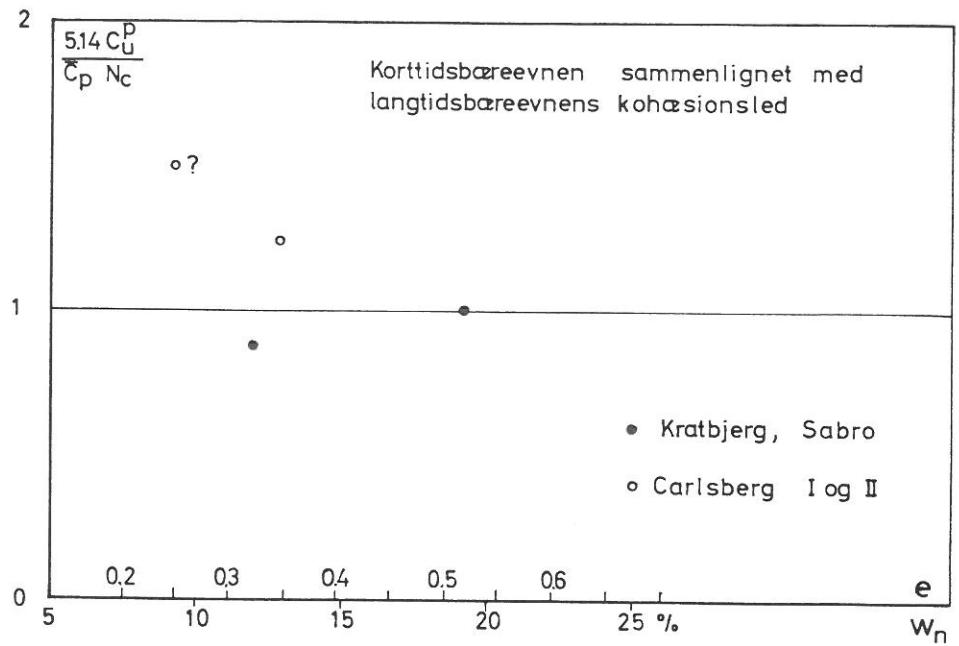
Resultaterne ses at ligge på en ret linie. Antages den faste moræne fra Carlsberg at have styrkeegenskaber, der svarer til denne linie, findes styrkeparametrene for denne ved sammenligning med figur 3 side 36.

For de tre af de derved fremkomne punkter er klumpporetallet bestemt. Herved fås en sammenhæng mellem poretal, vandindhold og styrkeegenskaber (eks. $w = 14 \%$, $\bar{c}_p = 1.62 \text{ t/m}^2$, $\bar{\varphi}_p = 36.6^\circ$). Der vil senere blive givet en vurdering af anvendelsesmulighederne for disse værdier.

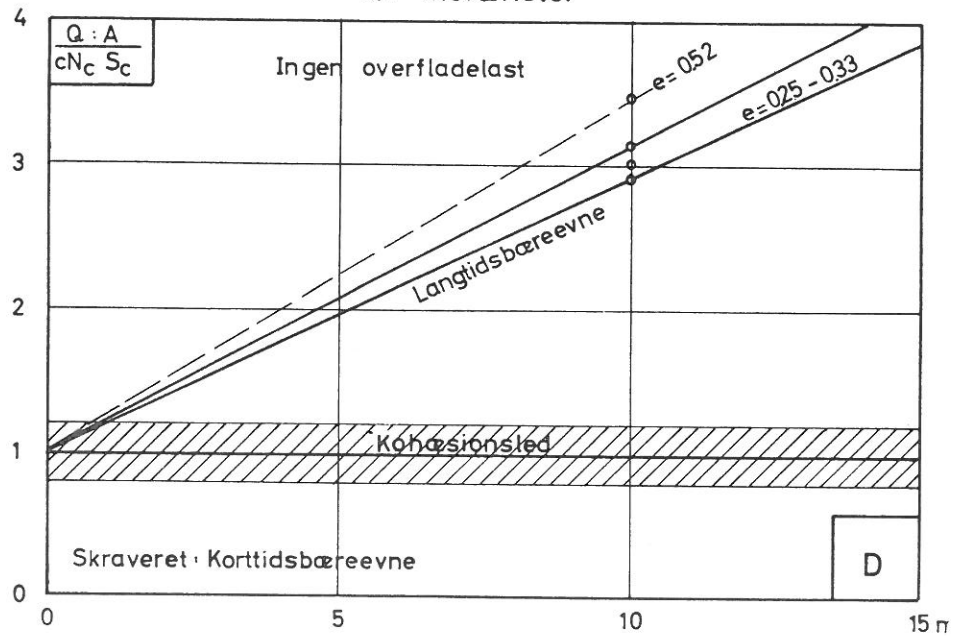
3.26 Sammenligning af langtids- og korttidstilstanden

De opnåede resultater skal benyttes til en sammenligning mellem korttids- og langtidstilstanden, idet det foreløbig forudsættes, at $\bar{\varphi}_p$ og \bar{c}_p er uafhængig af spændingsniveauet.

Med den fundne relation mellem \bar{c}_p og $\bar{\varphi}_p$ kan det vises, at bæreevneformlen kan forenkles noget, idet γ -leddet kan indgå i \bar{c}_p -leddet (for G.V.S. i jordoverfladen).



Sammenligning mellem korttids- og langtidsstabilitet for moræner



Man får

$$\frac{Q}{A} = \bar{c}_p N_c s_c (1 + 0.2 D) + \bar{q} N_q s_q \quad (1)$$

Sammenlignes korttidbæreevnen også med kohæsionsleddet i bæreevneformlen for de omhandlede tilfælde, fås at

$$5.14 c_u^p = (0.8 - 1.5) \cdot \bar{c}_p \cdot N_c$$

På afbildningen er dette vist. De to store værdier er fundet på Carlsberg og er dårligt bestemt i forhold til Kratbjerg og Særo-værdierne.

Hvor korttidbæreevnen er bestemt ved vingeforsøg, er den reduceret med 10 % svarende til fejlen ved denne metode.

På næste afbildning er vist de fundne resultater. I langtidbæreevnen indgår kohæsionsleddet, der er sat til 1. γ -leddet lagt hertil giver langtidbæreevnen, der her er vist i et vifteformet område, da forudsætningen for ligning no.1 ikke er helt opfyldt. Korttidbæreevnen er markeret ved det skraverede område. Overfladelastens bidrag er ikke vist, men influerer mindre, jo større friktionsvinklen er.

Den normale fremgangsmåde ved dimensionering af fundamenter på moræner er at benytte vingestyrken og partialkoefficienten $\gamma_c = 1.75$.

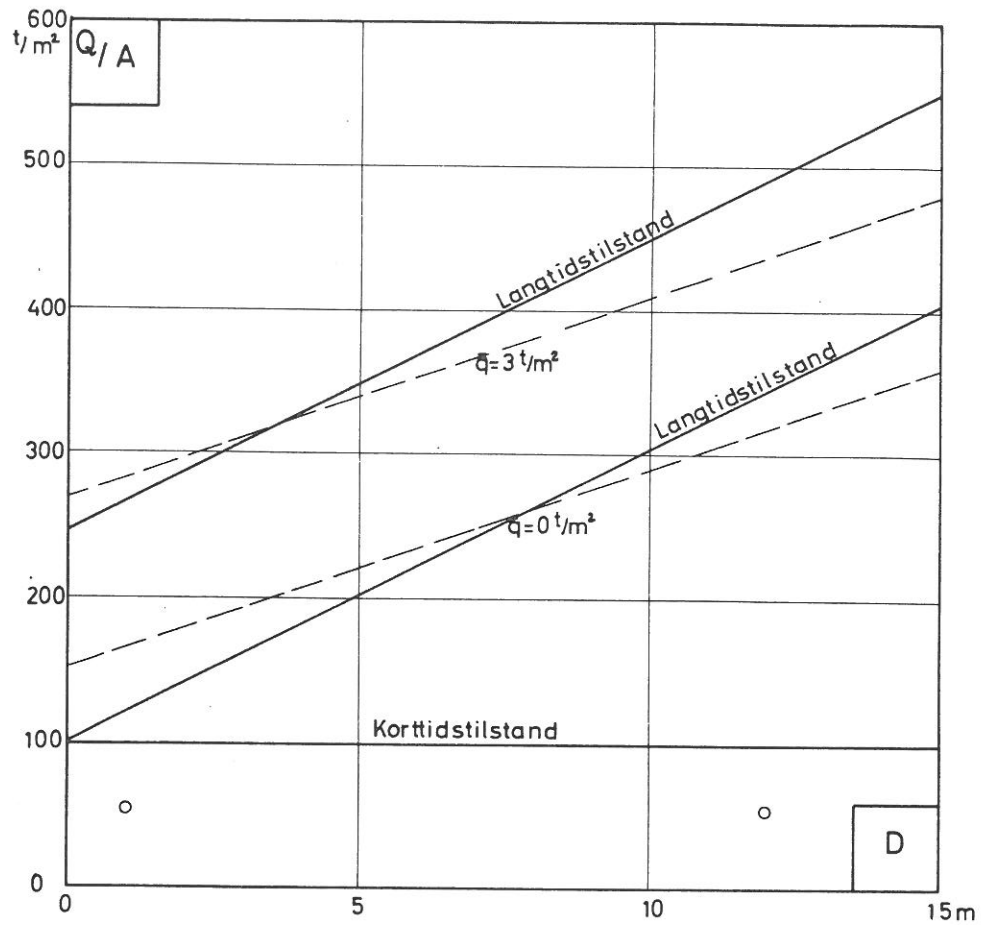
Det er imidlertid sådan, at konsolideringstiden er så kort, at konsolideringen næsten altid indtræffer i takt med bygværkets opførelse. (På side no.207 omtales dog et ekstremt hurtigt tilfælde). Man vil derfor normalt have en bæreevne svarende til langtidstilstanden og dermed en totalsikkerhed F , der vil være en del større end 2, selv om overfladelasten ikke medregnes. For større fundamenter endda op imod 10!

På næste side er vist et tilfælde, hvor c_v er målt til 17-18 t/m². $c_u = 16$ t/m². Hertil svarer $\bar{\phi}_p = 36.5^\circ$, $\bar{c}_p = 1.55$ t/m². Er overfladelasten $\bar{q} = 3$ t/m², fås den fuldt optrukne linie. For et cirkulært fundament med $D = 1$ m fås $F = 5.4$; for $D = 12$ m, fås $F = 10$.

Konklusionen er, at totalsikkerheden ved fundering på moræner normalt er langt større end 2.

Det er altså ikke nødvendigt ved en sætningsberegning at kunne beregne mere af sætningskurven end den første trediedel for på tilfredsstillende måde at kunne løse alle i praksis forekommende opgaver.

Exempel på forholdet mellem langtids- og korttidsstabilitet



Odense moræne

$$c_u = 16 \text{ t/m}^2$$

$$e = 0.36 - 0.37$$

$$\bar{\phi}_p = 36.5, \bar{c}_p = 1.55 \text{ t/m}^2$$

Den på side 42 viste sammenligning mellem korttids- og langtidsbæreevne kan understøttes af vingeforsøgene. Ved at benytte resultatet side 40 fås samhørende værdier af $\bar{\varphi}_p$ og \bar{c}_p og e_k , hvoraf langtidsbæreevnen kan findes. Tolkes kohæsionsleddet som en korttidsbæreevne kan c_v findes.

$$\text{Ex. } e_k = 0.25$$

$$\bar{\varphi}_p = 41.2^\circ; \quad \bar{c}_p = 2.3 \text{ t/m}^2$$

$$N_c = 86$$

$$c_u = \frac{2.3 \cdot 86}{5.14} = 38 \text{ t/m}^2$$

$$c_v = 1.1 \cdot 38 = 42 \text{ t/m}^2$$

$$\text{Af side 55 fås } c_v = 58 \text{ t/m}^2$$

Den således udregnede kurve for vingestyrken er vist punkteret på side 55 og viser altså også, at kun hvis $e_k < 0.3$, er der en mulighed for, at langtidstilstanden er den farligste.

De anførte bemærkninger må behandles med nogen forsigtighed på grund af det ringe antal jordarter, der er kommet i betragtning. Sådanne undersøgelser er dog så komplicerede, at det skønnes af værdi, at tolke disse forsøg på den omtalte måde.

Se ivotrigt konklusionen side 57.

3.3 MORÆNELERS STYRKEEGENSKABER BESTEMT I LABORATORIET

Inden en nærmere gennemgang af bestemmelsen af styrkeparametrene skal redegøres for en tilstandsmodel, der, hvor ufuldkommen den end er, dog giver et grundlag for vurderingen af triaxialforsøgene. Det ufuldkomne ved modellen består dog væsentlig i, at der ikke eksisterer bløde overgange mellem de forskellige tilstande, prøven er enten i brud eller ej, den er enten forkonsolideret eller normalkonsolideret.

Tilstandsdiagrammet

Hvorslevs brudbetingelse kan skrives (Hvorslev 1937)

$$\bar{\tau}_f = \bar{\sigma}_f \tan \varphi_r + c_r$$

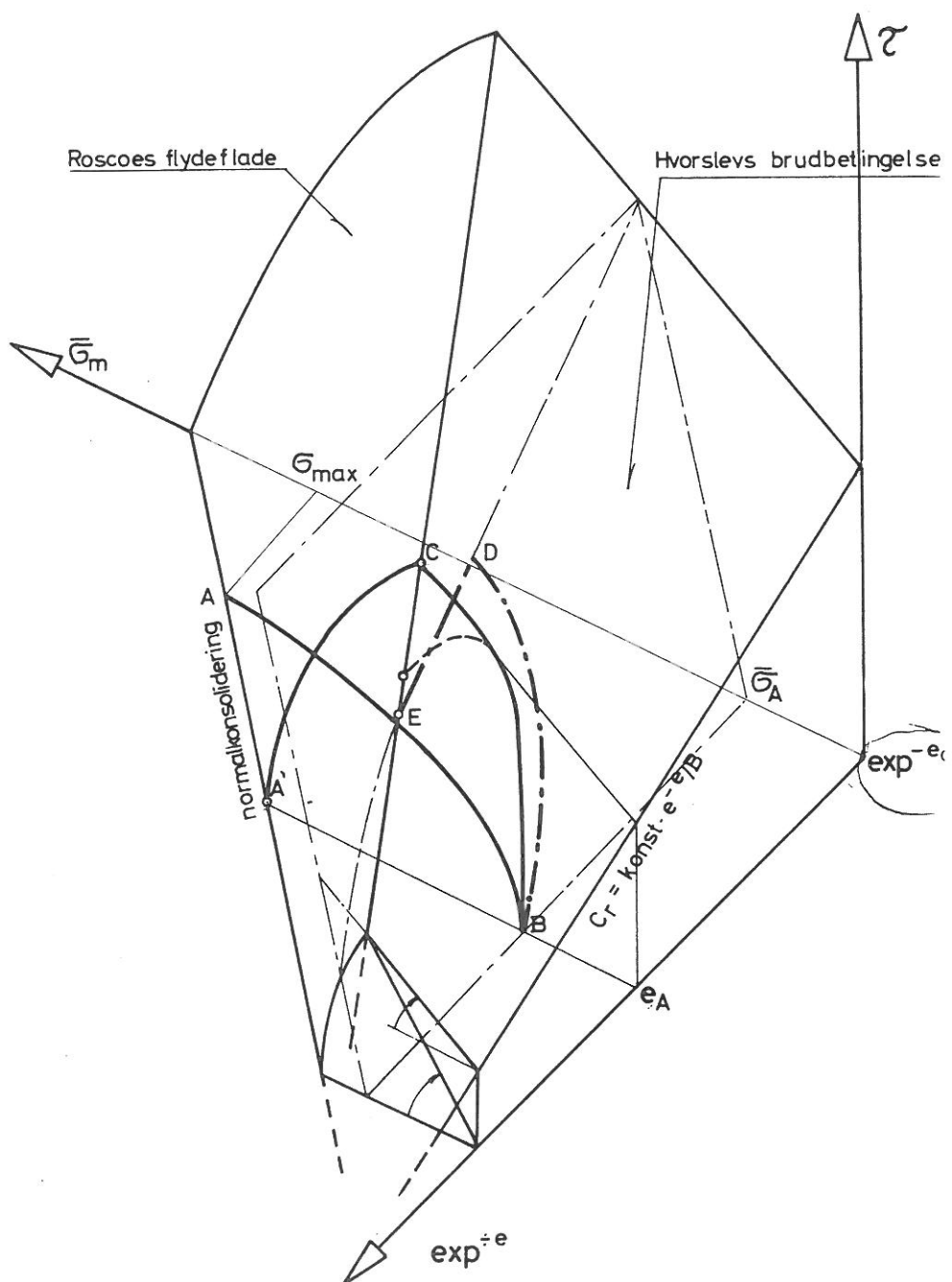
hvor den virkelige friktionsvinkel φ_r er konstant for en given jordart, medens c_r er afhængig af poretilstanden.

Hvorslev angiver $c_r = \text{konst} \cdot e^{-e/B}$

For normalkonsolideret ler, hvor $e = \text{konst} \cdot \log(\bar{\sigma}_m)$; (σ_m er middelspændingen) fås herved, at c_r er proportional med σ_m . For moræneler er det i praksis ikke muligt at erkende nogen variation i c_r , da e kun varierer lidt, hvorfor der sjældent bliver forskel på de effektive og de virkelige styrkeparametre.

Brudbetingelsen kan afbildes som funktion af e , $\bar{\tau} = \frac{1}{2}(\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_3)$ og $\bar{\sigma}_m = \frac{1}{3}(\bar{\sigma}_1 + 2\bar{\sigma}_3)$ og danner i dette rum en enkeltkrum begrænsningsflade for jordens tilstand (se afbildningen side 47). I $\log e - \bar{\sigma}_m$ planen angiver den isotrope normalkonsolideringskurve det største middeltryk jorden kan udsættes for uden meget store deformationer ("flydning").

For en normalkonsolideret jord er $\bar{e} = 0$ og $\bar{\varphi} = \bar{\varphi}_{nc}$. Denne betingelse danner begrænsningen for brudbetingelsen og findes let ved at skære brudfladen ved en plan gennem e -aksen, hvis hældning svarer til $\bar{\varphi}_{nc}$. Den fremkomne linie giver den såkaldte kritiske tilstand, der er kendetegnet ved store deformationer uden volumen og spændingsændringer. Sådanne tilstande er gennemløbet ved de tidligere omtalte simple trykforsøg (se bilag no.14).



En jordarts tilstandsdiagram

Denne linie og normalkonsolideringskurven er ifølge Roscoe (1963) forbundet med en flade, der er en ydre grænse for jordens spændingstilstand, idet jorden for større spændinger vil komme i en tilstand af flydning, indtil poretalet har ændret sig så meget, at tilstanden bliver stabil.

I det følgende skal denne model bruges til tolkning af $CU_{u=0}$ -forsøget og CD-forsøget med $\Delta\bar{\sigma}_3 = 0$.

Et forsøgs første fase består for moræneler altid af en primærkonsolideringsgren og en aflastningsgren, der normalt er isotrop. Herved kommer prøven først i tilstand A og aflastes til B.

Udføres herefter et udrænet forsøg gennemløbes tilstande svarende til e =konstant, herunder en væsentlig del af arbejds-kurven i brudtilstanden med større og større deformationer, indtil den kritiske tilstand nås i punkt C (siden overfor). Udføres forsøget med en normalkonsolideret prøve med samme poretal, gennemløbes Roscoes flydeflade (fra punkt A'), indtil brud nås i punkt C. Afbildes dette i et normalt styrkediagram ($\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_3$ mod $\bar{\sigma}_3$), fås figuren øverst side 49; her angiver flydebetingelsen samtidig grænsen for virkningen af en isotrop konsolidering. Overskrides denne linie, rykker punkt C udefter ad en linie gennem nulpunktet svarende til, at jorden ved sammentrykningen bliver stærkere. Punkt C's abscisse svarer til den dobbelte udrænedes forskydningsstyrke c_u . Afbildes c_u som funktion af kammertrykket, fås en ret linie gennem O-punktet, da alle "flydekurver" er ligedannede ud fra nulpunktet (anden afbildning side 49). Aflastningskurver og genbelastningskurver vil blive hysteresesløjfer.

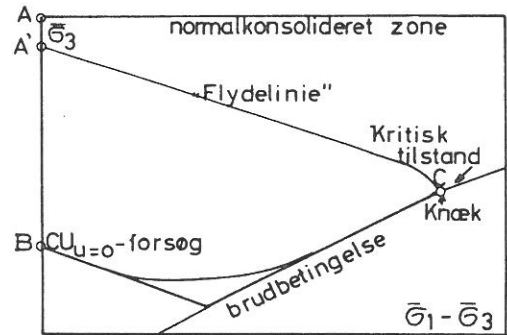
Udføres forsøg med konstant kammertryk så langsomt, at de kan siges at være drænede, har man

$$\begin{aligned}\Delta\bar{\sigma}_m &= \frac{1}{3}(\Delta\bar{\sigma}_1 + 2\Delta\bar{\sigma}_3) = \frac{1}{3}(\Delta\bar{\sigma}_1 - \Delta\bar{\sigma}_3) + \Delta\bar{\sigma}_3 \\ &= \frac{1}{3}\Delta\bar{\tau} + \bar{\sigma}_3 = \frac{1}{3}\Delta\bar{\tau};\end{aligned}$$

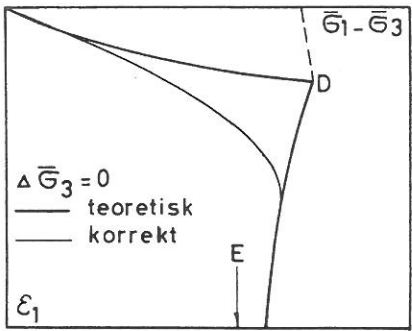
også dette forsøgs tilstand kan derfor beskrives ved en flade, der er vist stiplet. Fladens skæring med brudfladen er også vist stiplet. I den første del af forsøget formindskes poretalet, indtil brudfladen nås i punkt D. Herefter vil kurvestykket DE gennemløbes under faldende forskydningspændinger og voksende poretal, indtil den kritiske tilstand nås i punkt E. På

Forbelastet jords styrke-og deformationsforhold (efter Roscoe

Jordens tilstand ved konstant poretal

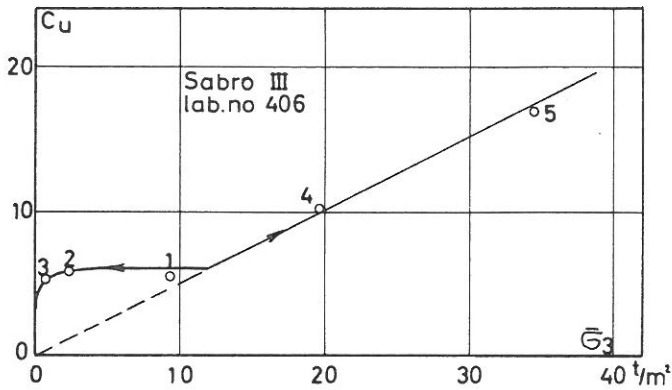


CD-forsøg



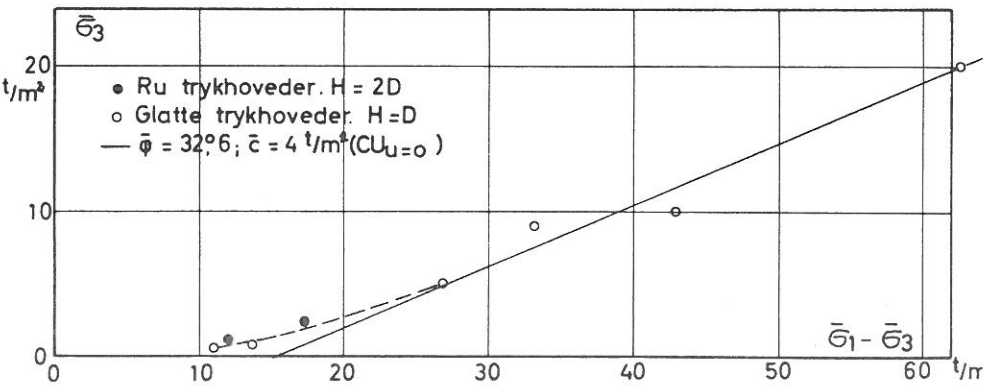
Den udrænedes forskydningsstyrkes afhængighed af konsolideringstrykket.

Sløjfe 1^s værdi er for lav.



CD-forsøg på Kratbjerg moræner

Indflydelsen af spændingsniveauet.



øverste figur side 49 ses denne models billede af CD-forsøget; indlagt en sandsynligere kurve.

Det ses, at kurven har et maksimum, og at det teoretiske maksimum vil give en større brudværdi end $CU_{u=0}$ -forsøget, alt andet lige, svarende til en formindskelse af poretallet. Den målte maksimumsværdi er teoretisk ikke nogen virkelig brudtilstand! I praksis er det dog normalt ikke muligt at skelne disse forsøgs brudværdier fra $CU_{u=0}$ -forsøgenes. Det må iøvrigt være muligt at indføre en korrektion.

Er forbelastningen for lille, kan punkt D ligge på flydefladen, og dilatation vil ikke finde sted.

Målinger i laboratoriet

Indflydelsen af ru trykhovedet og små prøver.

Som det også er omtalt i bind II, betyder de ru trykhoveder, at man fremtvinger brud i en skråtstillet brudflade, der suger vand fra de omliggende dele, uden at dette kan registreres. Det er bruddet i denne ganske smalle zone, der bestemmer brudegenskaberne. Er prøven iøvrigt godt tildannet, vil man næsten nå brudtilstanden, før dette kan måles. Tilstandsforløbet af brudzonen er vist punkteret i tilstandsdiagrammet. Med prøver, der er stærkt ødelagte ved prøveforstyrrelser eller udtagning af store sten, kan den brudtilstand, der svarer til begyndelses-poretallet slet ikke nås, og man finder derfor for små styrkeparametre (se side 51 øverst). På fotografiet (no.6 bind II) ses to prøver, hvormed der er udført forsøg i det danske triaxialapparat.

På det første billede ses en prøve med ru trykhoveder og dobbelt prøvehøjde. Den smalle brudzone og de næsten uberørte områder uden for denne ses tydeligt. Bruddeformationen er ca. 10 %.

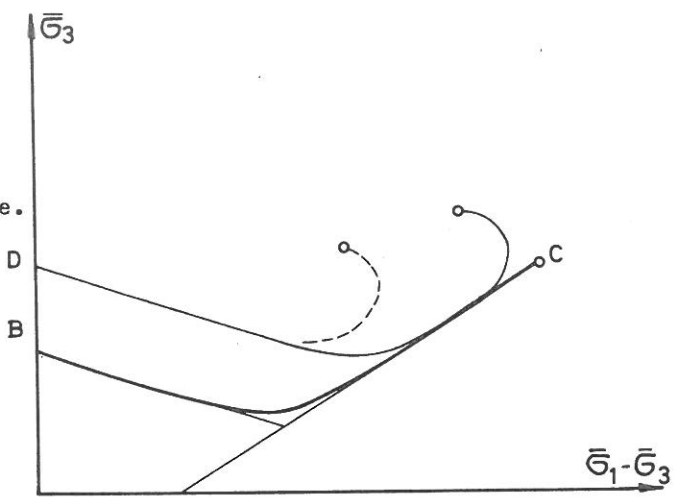
På det andet billede ses en prøve placeret mellem to glatte trykhoveder. Prøven er deformeret 15 %, og er stadig næsten cylinderformet. Det har ikke været nødvendigt at fjerne sten fra overfladen.

1.

—— perfekt spændingskurve ved jævnt fordelt brud i prøve.
Glatte trykhoveder.
Ex. bilag no 30, 34

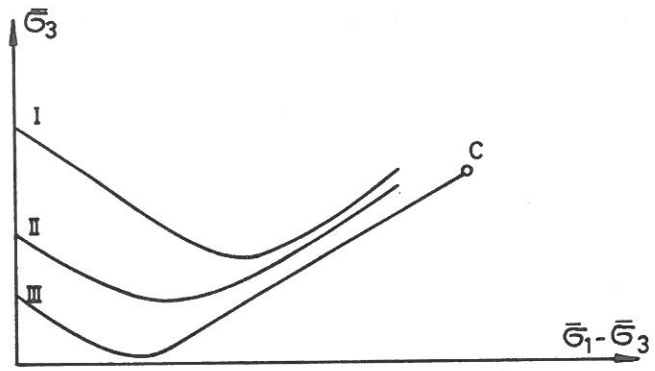
—— god spændingskurve ved skråt liniebrud i prøve.
Ru trykhoveder.
Ex. bilag no 18

----- Dårlig prøve, lokale brud ved endeflader el-
ler inhomogeniteter. Små prøver, ru trykhoveder.



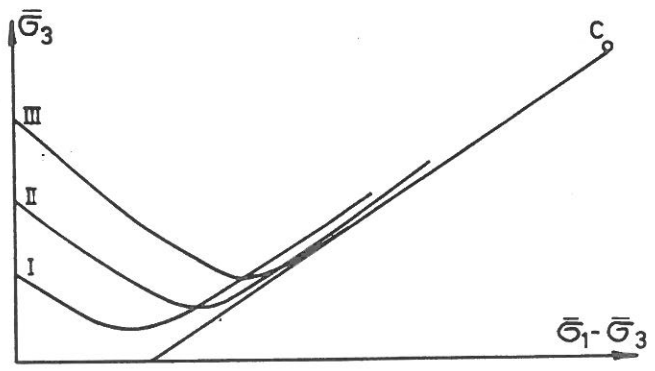
Multiple stages forsøg
 $\bar{\sigma}_3^{pc} > \bar{\sigma}_3^{max}$.

Sløjfer med aftagende
 $\bar{\sigma}_3$ c.



Multiple stages forsøg
 $\bar{\sigma}_3^{pc} > \bar{\sigma}_3^{max}$.

Sløjfer med voksende
 $\bar{\sigma}_3$ c.



Indflydelsen af forbelastningen.

Som det senere skal omtales (i kap.IV), er det nødvendigt at påføre prøven et tryk lige så stort eller større end forbelastningstrykket for at sikre fuld tilpasning til apparatet. For de nyere forsøg i det danske triaxialapparat, hvor trykhovederne er glatte, består processen i at udjævne forhøjninger på prøvens endeflader. Disse forhøjninger vil på grund af trykspredningen blive underkastet brudspændinger, men forsøg synes at vise, at forhøjningerne vil rejse sig igen, i hvert fald indtil hele prøven har været i en normalkonsolideret tilstand.

Hverken det nye eller de gamle apparater kan yde tilpas store kammertryk til at give korrekte målinger på hårdere moræner. Det er forsøgt at afrette overfladen yderligere ved slibning med en fugtig glasplade. Herved skræbes toppene af og aflejres i omrørt tilstand i dalene. Det viser sig for hårde moræner at være en forbedring.

Denne manglende tilpasning viser sig på målingerne ved, at jorden ved multiple stages forsøg bliver stærkere for hver sløjfe. Særlig tydeligt ses det, hvis forsøgene med høje kammertryk udføres først. Gøres det omvendt, kunne det tolkes som indflydelse af formindskelse af poretryk (se side 51 nederst).

Forsøgsproceduren.

I naturen har et lerlag normalt været forbelastet til et forhold til lerlagets egenvægt meget stort tryk. Den deformationstilstand, lerlaget har i dag, svarer til en aflastning fra dette tryk. For på bedste måde at eftergøre naturen må man derfor i et multiple stages forsøg mellem hvert brudforsøg udføre en belastning til σ_{pc} eller σ_{max} . Herved fås ganske vist temmelig stor spredning på forsøgsresultaterne, bl.a. på grund af poretryksvariationer. Derimod er det strengt taget underordnet, i hvilken orden de udføres.

Forsøgsresultatet.

Man har gjort den erfaring, at det er vanskeligt at måle den effektive kohesion, og at man som regel måler den alt for lille i forsøg med små prøver og dobbelt prøvehøjde. Derimod fås næsten altid en reproducerbar værdi af friktionsvinklen.

På de følgende sider er vist, at kohæsionen ændres meget med poretallet, medens friktionsvinklen næsten er konstant. (Svarende til Hvorslevs antagelse).

Det er derfor klart, at et stærkt forøget vandindhold i en smal brudzone vil give en alt for lille kohæsion.

Forsøgsresultater.

Sabromorænen har en meget lille forbelastning ($\bar{\sigma}_{3pc} = 10 - 15 \text{ t/m}^2$) og er derfor temmelig blød. Denne jordart er derfor velegnet til at illustrere de ting, der er omtalt teoretisk i det foregående, idet det her er muligt at eliminere tilpasnings-effekterne.

Der er udført to multiple stages forsøg med henholdsvis 5 og 8 trin ($CU_{u=0}$ -forsøg).

På bilag no.26 - 27 ses disse forsøg. Begge forsøgene har to trin i normalkonsolideret tilstand og her gennemløbes den Roscoeske flydeflade. Det ses, at begyndelseshældningen (på et temmelig langt stykke) er $-\frac{1}{3}$, svarende til at middelspændingen holdes konstant. Det vil sige, at Roscoes flydeflade i tilstanddiagrammet starter lodret. Også i det forbelastede område er begyndelsestangentens hældning $-\frac{1}{3}$. $CU_{u=0}$ -sløjferne har altså i begyndelsen konstant middelspænding, uafhængig af, om tilstanden er normalkonsolideret eller forkonsolideret. Det samme gælder iøvrigt for alle forsøgene, selv om forsøgsteknikken influerer meget på resultatet for stivere jordarter, her specielt Carlsbergmorænen. I forsøget bilag no.27 er et par af kurverne udført flere gange (p.g.a. utætte membraner), og man konstaterer nogen hårdning af materialet. Det er dog kun den udrænedes forskydningsstyrke, der ændres.

I forsøget bilag no.26 er der kun udført en sløjfe pr.trin, og dette forsøg er derfor velegnet til illustration af forskydningsstyrkens afhængighed af "the stress history". På side 49. er vist forsøgsresultaterne, der er i overensstemmelse med teorien samt med målingerne af vingestyrken i marken (c_v målt til 7 t/m^2 $c_u = 6.3 \text{ t/m}^2$).

Kraftigt optegnet er vist det teoretiske billede af variationen af c_u med $\sigma_{3,c}$. I den normalkonsoliderede tilstand er c_u som allerede omtalt proportional med $\sigma_{3,c}$. Ved en aflastning

ændres c_u ikke meget, før små spændinger nås. Ved genbelastning er der vandret tangent. Forsøgsværdierne er en aflastning og en normalkonsolideret belastning. Derimod ses det, at der ikke er overensstemmelse med teorien med hensyn til ligedannetheden om nulpunktet. Brudpunkterne ligger stadig på linie med de forkonsoliderede brudpunkter.

Dette kan vanskeligt tolkes som en ændring af de virkelige parametre, fordi det da ville være ensbetydende med en ændring af $\bar{\varphi}_{nc}$ med poretalet, hvor $\bar{\varphi}_{nc}$ falder fra 38.2° ved $e = 0.50$ til 31.6° for $e = 0.46$.

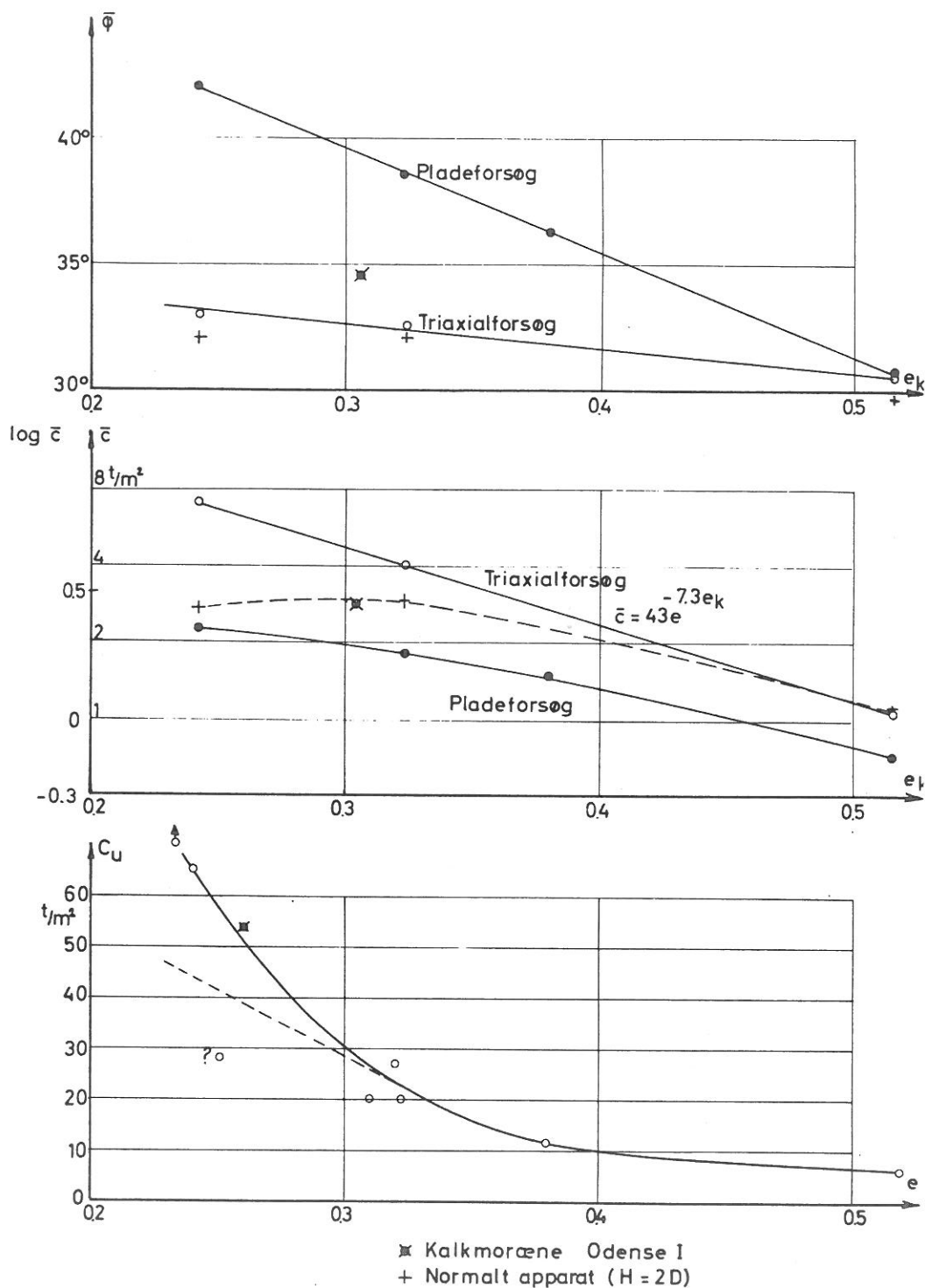
En mere sandsynlig mulighed er det, at moræneleret bliver svækket ved at blive forbelastet, og at der derfor ikke måles den brudkraft, en intakt moræneler med disse poretal har. Denne tolkning vil svare til målingerne i konsolideringsapparatet af forbelastningens indflydelse (side 88).

I tabellen er resultaterne for hvert enkelt forsøg angivet, og for hver jordart er angivet det bedste skøn over parametrene, idet der er taget hensyn til diverse faktorer, såsom dårlig tilfaldelse af prøve (eks. LTU 81 bilag no.23) og multiple stages forsøgenes bedre tilpasning til apparatur.

Der er angivet resultater fra såvel det normale triaxialudstyr som fra det danske triaxialapparat. Det ses, at forskellen mellem de to apparaters resultater vokser med faldende poretal. Specielt måles kohæsionen langt større efter den ny metode.

For Kratbjergmoræneleret er udført 9 CD-forsøg i det nye apparat, to med ru trykhoveder og 7 med glatte trykhoveder. Som omtalt i bind II kan man ikke forvente at finde samme forskel på CD-forsøgene som på $CU_{u=0}$ -forsøgene, fordi dannelsen af en enkelt brudlinie blot vil betyde, at denne får en del af det vand fra de omliggende områder, som ellers skulle være hentet gennem drænene.

Sammenligning af lab-forsøg og markforsøg



Tabel over morænelers effektive styrkeparametre.
 Laboratorieforsøg.
 Bilag no.16 - 37.

	Normalt apparat Ru trykhoveder H=2D, A=10 cm ²	Dansk triaxialapparat Glatte trykhoveder H=D, A=38.5 cm ²
Sabro $e_k=0.515$	$\bar{\varphi} = 26.4^\circ$ $\bar{c} = 1.4$ t/m ² 30.0° = 0 " 28.0° = 1.0 "	$\bar{\varphi} = 29.6^\circ$ $\bar{c} = 1.27$ t/m ² $\bar{\varphi} = 32.0^\circ$ 0.90 "
	$\bar{\varphi}_m = 29.8^\circ$ $\bar{c}_m = 1.15$ t/m ²	$\bar{\varphi}_m = 30.6^\circ$ $\bar{c}_m = 1.1$ t/m ²
Odense I $e_k=0.306$		$\bar{\varphi} = 34.2^\circ$ $\bar{c} = ?$ 34.5° $\bar{c} = 2.9$ t/m ² 35.0° $\bar{c} = 1.3$ "
		$\bar{\varphi}_m = 34.5^\circ$ $\bar{c} = 2.9$ t/m ²
Kratbjerg $e_k=0.324$	$\bar{\varphi} = 33.7^\circ$ $\bar{c} = 2.35$ t/m ² = 34.5° 0 = 30.0° = 3.90 "	$\bar{\varphi} = 30.8^\circ$ $\bar{c} = 3.95$ t/m ² = 34.2° = 3.45 " = 30.8° = 4.25 "
	$\bar{\varphi}_m = 32.0^\circ$ $\bar{c}_m = 3.05$ t/m ²	$\bar{\varphi}_m = 32.6^\circ$ $\bar{c}_m = 4.0$ t/m ²
Carlsberg II	$\bar{\varphi} = 26.4^\circ$ $\bar{c} = 2.2$ t/m ² = 32.5° = 2.35 " = 28.4° = 3.42 "	
	$\bar{\varphi}_m = 30.6^\circ$ $\bar{c}_m = 2.84$ t/m ²	
Carlsberg I og III $e_k=0.242$	$\bar{\varphi} = 32.0^\circ$ $\bar{c} = 2.8$ t/m ²	$\bar{\varphi} = 31.0^\circ$ $\bar{c} = 7.1$ t/m ² = 34.0° $\bar{c} = 7.2$ "
		$\bar{\varphi}_m = 33.0^\circ$ $\bar{c}_m = 7.2$ t/m ²

$\bar{\varphi}_m$ og \bar{c}_m er en middelkurves parametre.

3.4 K O K L U S I O N

Sammenligning af resultater af markforsøg og laboratorieforsøg

Cylindriske prøver og cirkulære plader.

De effektive spændinger bestemt ved $CU_{u=0}$ -forsøg er normalt bestemt i et spændingsniveau over 5 t/m^2 ved en tangent til forsøgenes indhyldningskurve. De på denne måde bestemte parametre kan ikke skelnes fra de virkelige parametre, da variationen i poretal er så ringe på genbelastningsgrene. Var variationen kraftigere, ville man teoretisk få forsøgsresultater med et udseende som vist på nederste figur side 51. Dette ville iøvrigt komplicere definitionen af styrkeparametrene. For \bar{c}_{triax} er fundet en variation med poretalet e , der er den Hvorslevske: $\log \bar{c} = A e + B$, hvorimod $\bar{\phi}$ varierer noget med poretalet.

Det er forsøgt at finde en variation i \bar{c}_{triax} ved at udføre $CU_{u=0}$ -forsøg med små begyndelseskammertryk (1 t/m^2) (bilag no.36 - 37). Det er ikke lykkedes, men derimod konstateres en krum indhyldningskurve for Mohrs cirkler. Det vil sige, at man for små tryk måler \bar{c} mindre, $\bar{\phi}$ større.

Der er udført nogle få CD-forsøg til brud på Kratbjerg (nederste figur side 49). Disse forsøg kan også tolkes som en krumning af indhyldningskurven.

Før enhver sammenligning mellem pladeforsøg og laboratorieforsøg skal bemærkes, at der er store principielle forskelle på disses brudmåde. Laboratorieforsøget er, når det er bedst, ensformigt fordelt brud i et plastisk område. Deformationerne er også jævnt fordelte og derfor relativt små. Under en plade er spændingsforholdene meget vekslende; visse områder vil have deformeret sig meget (således ved "spidsen" af det "stive" legeme under pladen) og dermed fået et meget større poretal end andre dele; nogle områder vil have trykket sig sammen. Bruddet kan karakteriseres som fremadskridende brud. Man kan derfor ikke umiddelbart vide, hvilket spændingsniveau der er karakteristisk for pladeforsøget. Niveau ved start, ved brud eller 10 % af brudværdien? (Meyerhof).

Sammenlignes triaxialforsøgene med konstant kammertryk med pladeforsøgene, ses det, at man også her får meget større friktionsvinkel og meget mindre kohæsion!

Fandtes kohæsionerne at være ens i pladeforsøg og triaxialforsøg, kunne man tilskrive forskellen i friktionsvinkel en forskel i plan og triaxial tilstand. (Er der nogen forskel i disse, er det nemlig den plane friktionsvinkel, der findes, selv ved cirkulære plader).

Nu er \bar{c} imidlertid omtrent dobbelt så stor målt i laboratoriet som i marken, og det må derfor sluttet, at den målte forskel skyldes de forskellige spændingsniveauer.

Det er omtalt, at spændingsniveauet ved pladeforsøg normalt ligger fra 1 - 2.5 t/m², og at der for mindre spændingsniveauer tydeligt måles mindre brudværdier svarende til den før-omtalte krumning. Tolkes forskellen mellem pladeforsøgene og triaxialforsøgene på denne måde, ses det, at det afgørende spændingsniveau er lig med den effektive overfladelast. Det kan dog ikke for så små plader udelukkes, at det er spændingsniveauet et stykke nede i jorden, der er afgørende, og man bør derfor stadig regne bæreevnerne ud fra triaxialforsøgenes styrkeparametre, hvor disse giver en mindre brudværdi end pladeforsøgenes styrkeparametre.

På bilagene no. 26, 27, 33, 34, 36 og 37 er indlagt punkterede linier, der angiver pladeforsøgenes værdi i $CU_{u=0}$ -diagrammerne. Disse værdier er lavere end svarende til spændingsniveauets indflydelse, måske grundet progressivt brud under pladerne.

Betydningen heraf fremgår eksempelvis af side 44, hvor de punkterede linier er bæreevnen udregnet på grund af triaxialforsøg.

Ved udrænede forsøg er der for forbelastede jordarter altid undertryk i porevandet i brudtilstanden. Poretallet ændres ikke nævneværdigt (teoretisk slet ikke), og man har derfor hverken effekter fra forskellige spændingsniveauer (indhyldningskurven er kun fundet krum for små spændinger) eller fra fremadskridende brud under pladen.

Disse forsøg viser da også den smukkeste overensstemmelse mellem laboratorieforsøg og pladeforsøg. Ved de her omtalte forsøg er der kun 3 % forskel. Vingeforsøg giver ca. 10 % for høje værdier.

Ved en sammenligning af korttidstilstanden og langtidstil-

standen er det vist, at det næsten altid er korttidsbæreevnen, der er dimensionsgivende. Kun for meget små fundamenter (< 1 m) på meget stive moræner ($c_v > 50 \text{ t/m}^2$), og uden nogen overfladelast kan langtidstilstanden blive farligere.

Da der i de fleste tilfælde er nogen overfladelast, og drænet tilstand er totalsikkerheden normalt ret stor ($F > 4$). Hertil medvirker også jordens tiltagende styrke med dybden.

Det er sikkert ikke ønskeligt at nedsætte denne sikkerhed, da tilbøjeligheden til store differenssætninger vokser med aftagende F .

4. MORÆNELERS DEFORMATIONSEGENSKABER

4.1 KONSOLIDERINGSFORSØGET

Konsolideringsforsøget indtager den centrale stilling i enhver geoteknisk bedømmelse af deformationer, og selv om der kan rejses mange teoretiske indvendinger mod brugen af disse forsøg til sætningsberegninger, viser erfaringen, at man ad denne vej kan beregne sætninger, der er i rimelig overensstemmelse med de virkelige sætninger.

For moræneler har man dog haft uforklarligt store afvigelser, således at man har beregnet sætninger, der er op til 300 % for store.

Grunden hertil viste sig at være, at konsolideringsapparaterne ikke var gode nok til at kunne give noget billede af stive jordarters deformationer. Disse apparater er formodentlig udviklet med henblik på måling af store deformationer, altså til forsøg med meget bløde jordarter.

De apparattekniske vanskeligheder og konstruktionen af et nyt konsolideringsapparat er beskrevet i bind II.

Forsøgene udført i det nye konsolideringsapparat indtager også i denne afhandling en central stilling, idet der i den stillede opgave direkte forlanges en sætningsberegningsmetode baseret på konsolideringsforsøget.

Kort forsøgsoversigt

Der er i det nye konsolideringsapparat udført 42 forsøg, hvoraf de 10 forsøg er udført af forsøgstekniske årsager, medens de resterende 32 forsøg dækker de 5 typer moræner, som afhandlingen omfatter. Forsøgene er udført med et stort antal genbelastnings-sløjfer, således at der er mellem 35 og 95 belastningstrin pr. forsøg. Forsøgene er vist i bind III bilag no. 46 - 84 og fordeler sig således:

Sabro	11 forsøg
Odense	10 forsøg
Kratbjerg	15 forsøg
Carlsberg	3 forsøg (meget omfattende forsøg)
Rigshospitalet	3 forsøg

Forsøgene er udført med to forskellige prøvediametre, idet der både er konstrueret 7 og 6 cm apparater. Det har vist sig, at man ved at skære 7 cm prøver ned til 6 cm får resultater, der ligger på linie med de bedre "håndoptagne" prøver. Højden er sædvanligvis halv så stor som diameteren.

For forsøgene på Rigshospitalet var tildannelsen så vanskelig, at det var nødvendigt at udføre det ene forsøg i normalt apparatur. Selv med det bedste apparat blev afvigelsen dog så betydelig, at dette forsøgs resultater ikke indgår i bearbejdelsen af forsøgene (Forsøg no.30).

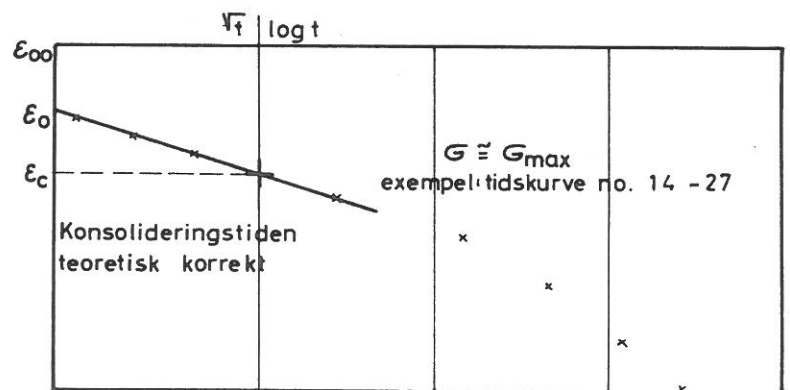
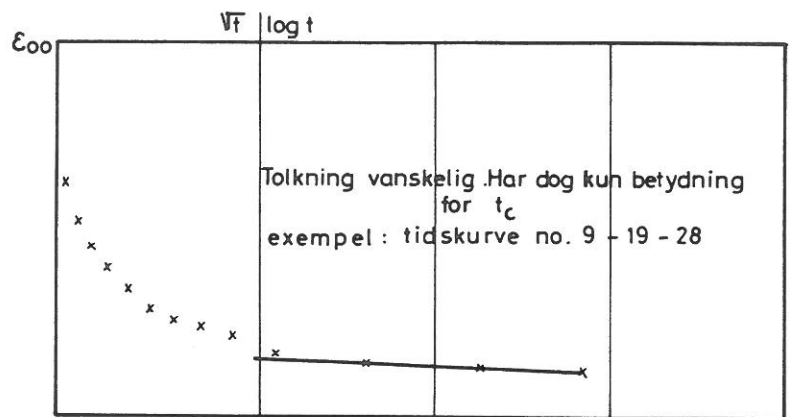
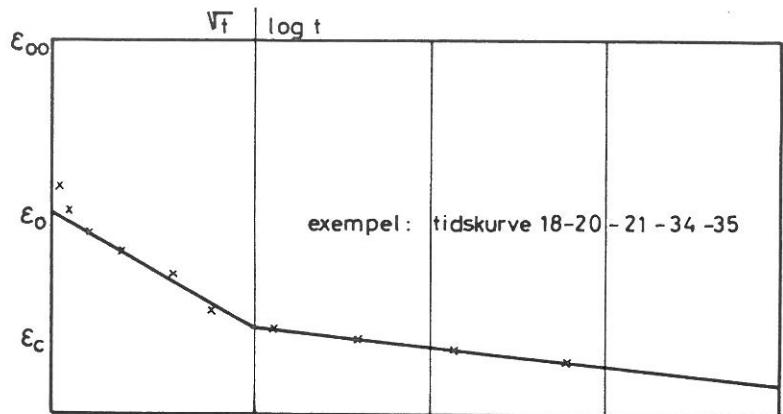
Foruden disse forsøg er der udført et lignende antal forsøg i det gængse apparatur. Disse forsøg er ikke afbildet her og vil kun blive benyttet i det omfang, det er nødvendigt for at understrege udviklingen. (Se omtalen i bind II). Ligeledes vil heller ikke andre tidligere udførte konsolideringsforsøg blive omtalt.

Bedømmelse af tidskurver

Ved udregningen af deformationerne er disse angivet i procent af den aktuelle højde og altså ikke af den oprindelige højde. Hermed tages hensyn til, at udplattungseffekten varierer fra forsøg til forsøg. Den aktuelle højde er dog kun udregnet med en præcision på ca.1 %, idet der kun regnes en ny højde ud for hver ny maksimumsspænding; det vil normalt være en gang pr.forsøg. Variationen af højden inden for de enkelte genbelastningsgrene medregnes ikke.

Der er udført imellem 2000 og 3000 tidskurver, og disse medtages naturligvis ikke her. Der vises kun tidskurverne fra et enkelt forsøg som illustration til de følgende bemærkninger om tydning af tidskurver (bilag no.85 -104).

Det er tidligere omtalt, at morænelersprøver normalt ikke er vandmættede som følge af den ringe kapillaritet. Moræneleret er iøvrigt så stift, at selv en ringe mængde luft i prøven får stor indflydelse på tidskurvets form, idet man får en antagelig "initialdeformation". Er luften fordelt som ganske små bobler i prøven, vil denne initialdeformation virkelig være momentan, men normalt må man forvente, at det er luftfyldte områder af en vis udstrækning, der findes i prøven, og at der derfor vil være så langt mellem disse områder, at en sammenpresning af luften giver en vis dræntid afhængig af middellafstanden mellem disse samt af belastnings-



ϵ_{00} : Deformation umiddelbart før ny belastning

ϵ_0 : Initialdeformation

ϵ_c : Konsolideringsdeformation

tilvækstens størrelse.

Man vil derfor ofte iagttage, at de første punkter på en tidskurve ligger over den rette linie i kvadratrodsafbildningen.

På figuren ses et eksempel, hvor der ikke er tvivl om denne tolkning. Desværre er der i mange tidskurver så lidt forskel på de to dræntider, at tidskurven fremtræder jævnt krum, eller at der er flere tolkningsmuligheder. Det er derfor ofte svært at tolke en ellers god tidskurve.

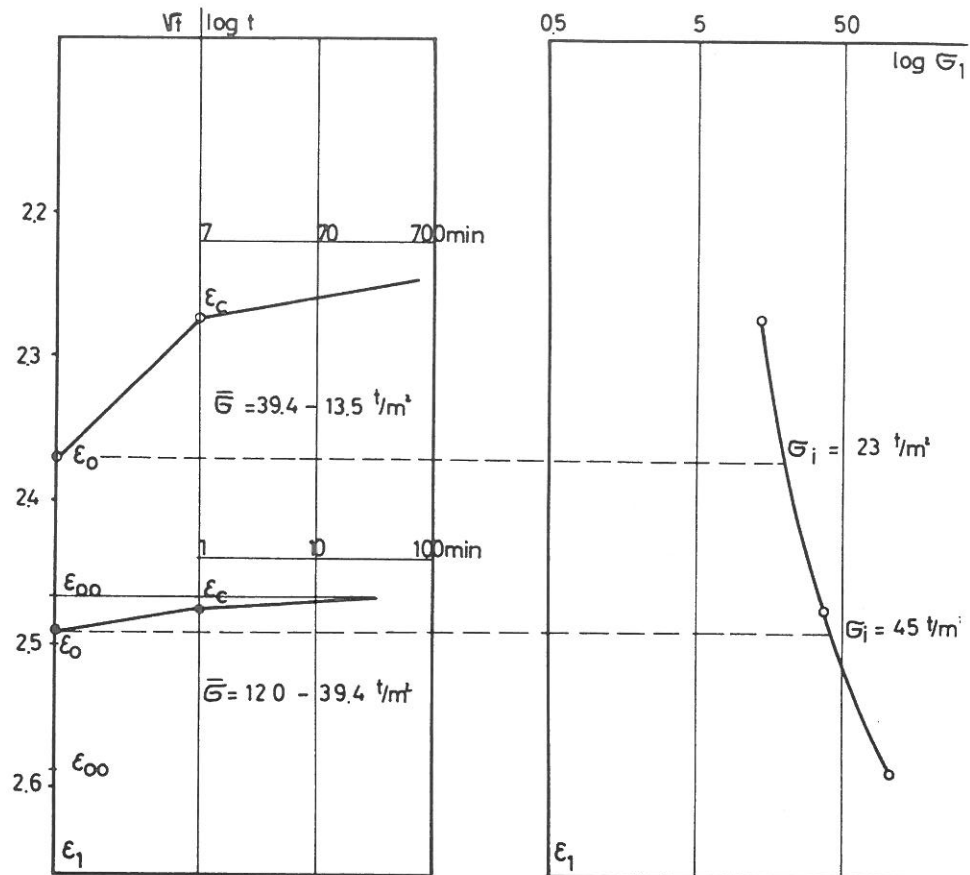
I visse forsøg er initialdeformationen meget stor i forhold til konsolideringsdeformationen, og det kan derfor være vanskeligt at bestemme konsolideringstidspunktet. Det viser sig iøvrigt, at initialdeformationen er langt mindre for aflastningsgrene, fordi spændingsspringene er langt større, og det er derfor sikrere at bedømme tidsforløbet ud fra aflastninger (tidskurve no.7, 10, 11, 15, 16, 21, 22, 29, 30, 36).

Hvad der tidsmæssigt ligger efter konsolideringen, kaldes for sekundær konsolidering eller krybning. Det viser sig imidlertid, at apparatfriktionen har indflydelse på kurveformen, således at rystelser kan udløse noget af friktionen og give ekstra deformationer. Specielt for de første trin på en genbelastningskurve kan friktionen hurtigt blive af samme størrelsesorden som de målte spændinger. Friktionen kan virke enten nedad eller opad på trykhovedet bestemt af, om den er udviklet under aflastningen eller genbelastningen. For sådanne tidskurver er det naturligvis ikke muligt at angive krybningens størrelse (tidskurve no.32).

Krybningen vokser iøvrigt med spændingen, indtil en normal-konsolideret tilstand er nået. Herefter er den nogenlunde konstant. For tidskurverne betyder det, at vendepunktet kan være vanskeligt at finde for store spændinger, så meget mere som spændinger i nærheden af den maksimale spænding eller forbelastningsspændingen giver krumme krybningskurver. Uanset om man har en god definition på konsolideringsdeformationen for sådanne kurver, kan man ikke tillægge disse værdier ret stor vægt, og de kan naturligvis slet ikke anvendes til bestemmelse af permeabiliteten. I disse tilfælde benyttes her en værdi af deformationen, der svarer til et normalt konsolideringstidspunkt.

Det gælder således, at enhver tidskurve kan give en konsolideringsdeformation, for store spændinger dog med en antagelig usikkerhed, men at det derimod langt fra er alle tidskurver, der egner sig for en permeabilitetsberegning. En sådan beregning er gennemført for ca. 1/3 af tidskurverne.

Exempel på permeabilitetsberegning for aflastningsgrene
(svarende til tidskurver no. 6 - 7)



Almindelig beregning giver for

$$\bar{\sigma} = 120 - 39.4 \text{ t/m}^2; \quad K = \frac{120 - 39.4}{2.586 - 2.476} \cdot 100 \text{ t/m}^2 = 73000 \text{ t}$$

$$\bar{\sigma} = 39.4 - 13.5 \text{ t/m}^2; \quad K = \frac{39.4 - 13.5}{2.476 - 2.276} \cdot 100 \text{ t/m}^2 = 13000 \text{ t}$$

Med korrektion for initialdeformation fås

$$\bar{\sigma} = 45 - 39.4 \text{ t/m}^2; \quad K = \frac{45 - 39.4}{2.490 - 2.476} \cdot 100 \text{ t/m}^2 = 40000 \text{ t}$$

$$\bar{\sigma} = 23 - 13.5 \text{ t/m}^2; \quad K = \frac{23 - 13.5}{2.570 - 2.276} \cdot 100 \text{ t/m}^2 = 10000 \text{ t}$$

Permeabiliteten er omvendt proportional med K og bliver deri for lille med normal beregning.

Udregningen af permeabiliteten forudsætter konstant konsolideringskoefficient under hvert belastningstrin. For belastningsgrene, hvor spændingstilvæksterne er små, er dette også temmelig korrekt, men for aflastningsgrenene varierer konsolideringsmodulen så meget, at det er nødvendigt at finde det effektive spændingsinterval, altså det initiale poreundertryk. Der aflastes normalt i to spring, og man kender derfor tre værdier af den dræned deformation, således at man også let kan finde den effektive spænding, der svarer til initialdeformationen. På figuren er vist fremgangsmåden, og det ses, at den konsolideringsmodul, der på denne måde findes, er betydelig mindre end gennemsnitsmodulen for hele trinnet. Hvis denne korrektion ikke anvendes på aflastningsgrenene, beregnes permeabiliteterne for små.

Om beregning af permeabiliteter

I det simple tilfælde, hvor en vandmættet prøve drænes ved en parallelstrømning med forhindret sideudvidelse, opstilles let den differentiaalligning, der styrer dræningen.

Man forudsætter, at Darcys lov gælder, og at permeabilitetskoefficienten k er konstant. Permeabilitetsforsøg viser, at begge disse antagelser er meget rimelige.

Dernæst forudsættes, at poretrykket er differencen mellem de totale og de effektive spændinger, og at porevandet er ueftergiveligt. For vandmættet jord må antagelsen være god.

Endelig forudsættes, at der er retlinet sammenhæng mellem effektiv spænding og deformation 3: $\bar{\sigma}_1 = K \cdot \epsilon_1$. Forudsætningen er temmelig god for genbelastningsgrene.

Betragtes et elementarelement med tykkelsen dz , fås at volumenformindskelsen pr. tidsenhed er lig med ændringen i gennemstrømningshastigheden gennem endefladerne

$$\frac{\partial \epsilon_1}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial z}$$

Darcys lov giver $v = k \cdot i = -k \frac{\partial h}{\partial z}$, hvor h er potentialet.

Heraf fås

$$\frac{\partial \epsilon_1}{\partial t} = -k \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} \quad (1)$$

$$\text{Idet} \quad \sigma = \bar{\sigma} + u = \bar{\sigma} + \gamma_w h,$$

$$\text{fås} \quad \sigma = K \cdot \varepsilon_1 + \gamma_w h \quad (2)$$

Med normal forsøgsprocedure er den totale belastning under et trin konstant σ :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = K \cdot \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} + \gamma_w \frac{\partial h}{\partial t} = 0$$

$$\text{eller} \quad \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} = - \frac{\gamma_w}{K} \frac{\partial h}{\partial t}$$

heraf fås differentialligningen for $h(z, t)$:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{k \cdot K}{\gamma_w} \cdot \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} \quad (3)$$

Denne ligning gøres dimensionsløs ved at indføre tidsfaktoren $T = \frac{k \cdot K}{\gamma_w H^2} t$

$$\text{Man får} \quad \frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial h}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k \cdot K}{\gamma_w H^2} \frac{\partial h}{\partial T} = \frac{k \cdot K}{\gamma_w H^2} \frac{\partial^2 h}{\partial z^2}$$

$$\text{eller} \quad \frac{\partial h}{\partial T} = \frac{\partial^2 h}{\partial z^2}$$

Problemet har en begyndelsesbetingelse (for $T = 0$ $h_1 = 1$) og to randbetingelser (dræning for $z_1 = 1$: $h_1 = 0$; impermeable grænse for $z_1 = 0$: $\frac{\partial h_1}{\partial z_1} = 0$). Index 1 markerer, at størrelserne er dimensionsløse.

Løsningen kan skrives som en Fourier-række og giver potentialerne som funktion af z_1 og t .

For at udregne ε_t må udregnes de effektive spændinger og integreres over området. ε_t gøres dimensionsløst ved division med ε_c , og man får

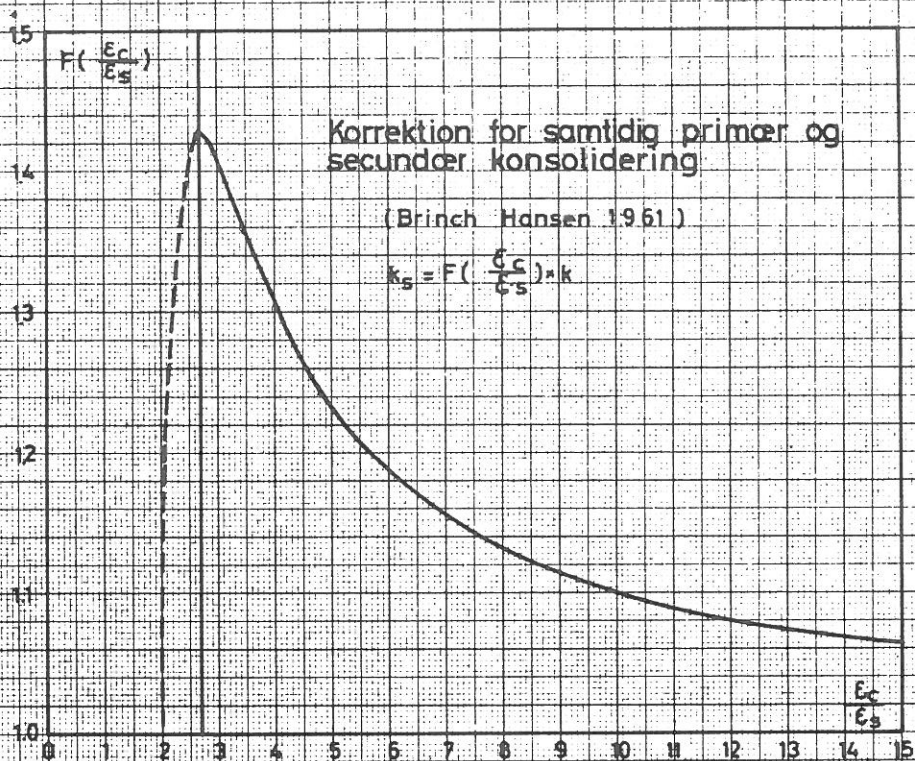
$$U(T) = \frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_c} = \int_0^1 (1 - h(z_1 T)) dz; \quad (0 < U < 1)$$

der giver den velkendte afhængighed mellem U og T for $U < 70 \%$

$$T = \frac{\pi}{4} U^2 \quad (4)$$

Er strømmingen ikke eendimensional, eller kan man ikke regne med fuld vandmætning, løses problemet på principielt samme måde (se side 103 og side 183).

Da krybningen normalt er logaritmisk afhængig af tiden, afbildes tidskurver bedst på papir, der starter med en \sqrt{t} -skala og en-



GEOTEKNISK INSTITUT

Boring no.:	Dybde:	m	Kote:			
Forsøg:	d.	Tegn.:	d.	Sag:		
Kontr.:	d.	Godk.:	d.	Lab. no.:	Forsøg no.:	Bilag no.:

der med en $\log t$ skala. Konsolideringstidspunktet t_c skal da ligge på overgangen mellem disse to områder (bulletin no.13).

I denne afbildning er t_c givet ved (4) \therefore det tilsvarende $T = \frac{\pi}{4}$. Man får

$$k = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{\gamma_w H^2}{t_c \cdot K}$$

Korrigeres for temperaturforskellens indflydelse på vands viskositet, fås ifølge bilag no.45

$$k = 0.6 \frac{H^2 \cdot \Delta \epsilon}{t_c \cdot \Delta \sigma};$$

hvor H for den halve prøvehøjde (ifølge randbetingelse 2).

Har man ikke et konsolideringsapparat med parallelstrømning, er det nødvendigt at udregne tidskurven numerisk og ad denne vej finde en ækvivalent drænvej, der kan indsættes direkte i formlerne. Det nye konsolideringsapparat har kun en filtersten i midten af det ene trykhoved. Strømningen er axialsymmetrisk. Problemet behandles i **kapitel no.6**. Det vises her, at man kan regne med en ækvivalent drænvej $H_{eq} = 0.7 D$ for en prøve, hvor højden er 0.5 D, og filterstenens diameter er 0.33 D. Det gælder strengt taget kun for 6 cm-apparaterne, men benyttes her også for 7 cm apparatet.

Der er i det foregående ikke taget hensyn til, at krybningen også finder sted under konsolideringen. Brinch Hansen har behandlet tidskurverne under denne forudsætning for vandmættet ler. Man måler foruden de sædvanlige størrelser t_c , ϵ_c og $\Delta \sigma$ også krybningsdekadehældning ϵ_s . Det kan ved nærmere betragtning af Brinch Hansens teori eftervises, at den permeabilitet k_s , man herved beregner, er lig med den klassiske permeabilitet k ganget med en funktion, der kun afhænger af ϵ_c / ϵ_s .

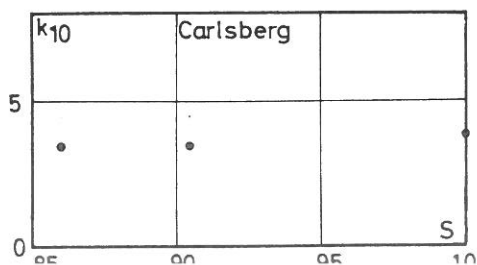
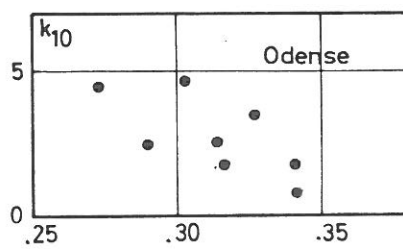
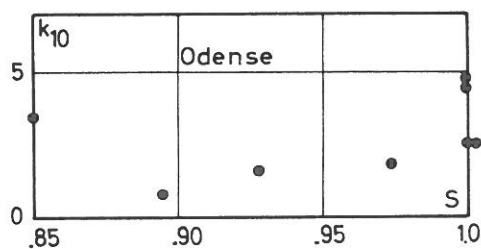
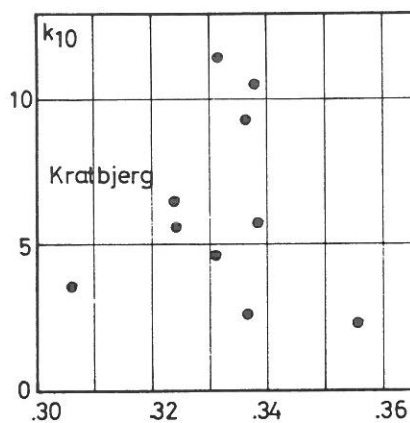
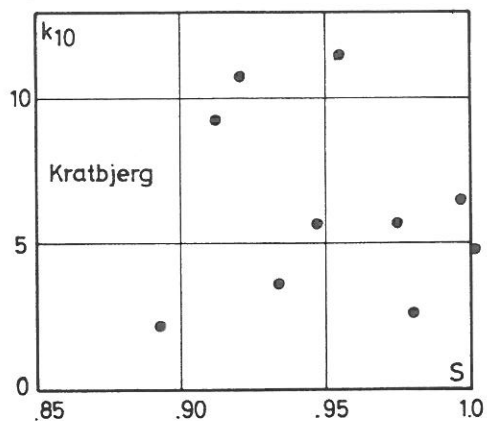
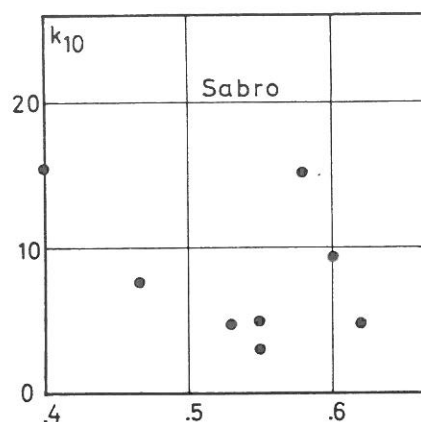
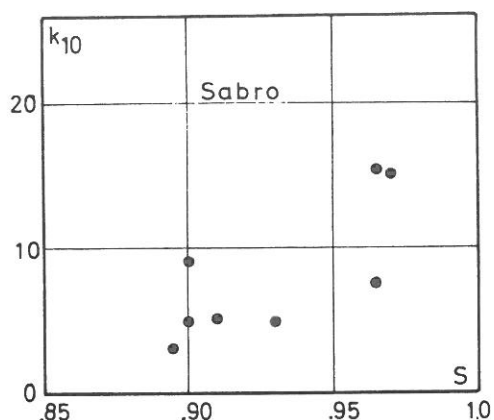
$$k_s = F\left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon_s}\right) \cdot k$$

På figuren er vist $F\left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon_s}\right)$ mod $\frac{\epsilon_c}{\epsilon_s}$. Hvis ϵ_s er meget lille, er F nær 1 svarende til det klassiske tilfælde. Kurven har et ejendommeligt forløb for $\frac{\epsilon_c}{\epsilon_s} < 3$. Tidskurverne bliver iøvrigt vanskelige at bedømme i sådanne tilfælde og bør derfor ikke benyttes.

Er leret vandmættet, er den viste korrektion let at foretage, ellers må man istedet for $\frac{\epsilon_c}{\epsilon_s}$ anvende $\frac{\epsilon_c - \epsilon_0}{\epsilon_s}$, hvorved forholdet $\frac{\epsilon_c - \epsilon_0}{\epsilon_s}$ let kommer under 3.

69.

Klassisk permeabilitet kontra mætningsgrad og poretal

Enhed for k_{10} : 10^{-10} m/sec.

Punkterne er gennemsnitsværd

Antal beregninger: 625
 e og S fundet ved normal
 procedure.

Ved beregning af permeabiliteten er der først udregnet den klassiske permeabilitet k_{10} , korrigeret for temperaturændringen $20^{\circ}\text{C} - 10^{\circ}\text{C}$. Der vises her en gennemsnitsværdi for hvert forsøg, og det er forsøgt at finde en variation med poretallet og mætningsgraden. Det ses, at der ikke er nogen signifikant forskel mellem permeabiliteterne for forskellige jordarter. Kun Sabromorænen med e større end 0.5 har en smule større permeabilitet. Ved en bearbejdelse af hvert forsøg for sig, hvor man afsætter permeabiliteten som funktion af sammentrykningen, konstaterer man derimod oftest en temmelig kraftig variation. Denne variation må på det foreliggende grundlag antages at bero på laboratorieprocedurerne. Måske spiller mikrostrukturen ind, måske er det belastningsproceduren. Det er fundet, at variationen er kraftig, hvis genbelastningssløjfer med små aflastningsspændinger udføres først. Ellers er permeabiliteten næsten "konstant".

Det viser sig her meget tydeligt, at de normale poretalsbestemmelser ikke er gode nok til en videre fortolkning. Man burde ved denne afbildning have kunnet skelne en variation med mætningsgraden.

I afsnittet om permeabiliteten gøres der nøjere rede for eventuelle korrektioner til permeabilitetsberegningen.

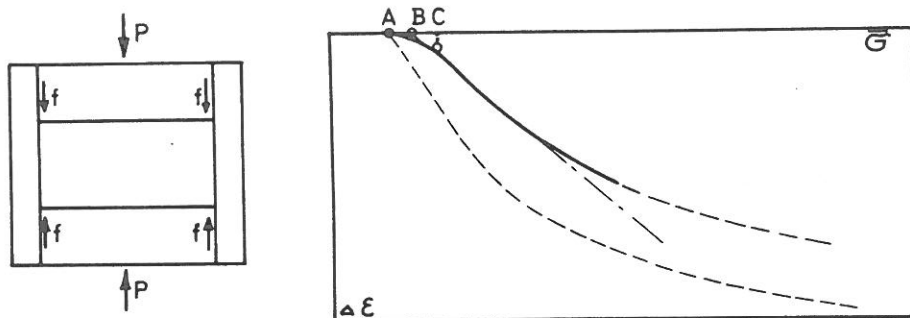
Deformationskurverne

På bilag no.46 - 84 er vist konsolideringsforsøgenes deformationskurver i sædvanlig afbildning. Disse afbildninger må dog nærmest opfattes som forsøgsoversigter, da misforholdet mellem primærgrenens og genbelastningsgrenens deformation umuliggør en skala, der kan skille genbelastningsgrenene.

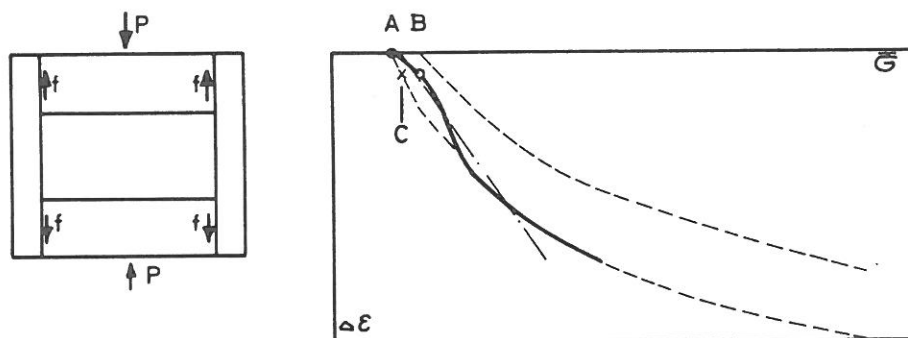
Det er normalt forsøgt at lade maksimalspændingen være lige så stor som forbelastningen, idet det dog er vanskeligt at bestemme denne præcist på grund af udplatingseffekten; for nogle forsøg er maksimalspændingen varieret gennem forsøget for at undersøge maksimalspændingens indflydelse på deformationerne.

Om primærgrenen kan generelt siges, at de første belastningstrin ikke får ret store deformationer, fordi der ved prøvens indsættelse er undertryk i porevandet, og dette udlignes under første belastningstrin, samtidig med at belastningen forøges for at undgå lodrette udvidelser af prøven. Var sideudvidelsen forhindret, ville man heraf finde poreundertrykket. Nu bliver værdien derimod en

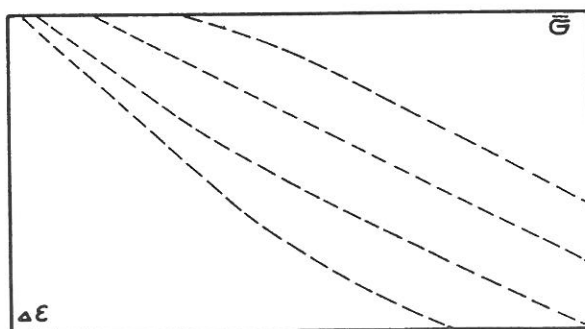
Friktion udviklet under aflastning:



Friktion udviklet under belastning:



Friktionsfri kurver
Kurvetformen afhænger
af overkonsolide -
ringsgraden.



smule mindre. Er in situ-spændingen højere end morænelerets kapacitet, fås herved et mål for denne.

På primærgrenen kan man ikke benytte tidskurverne til permeabilitetsberegning, fordi prøven kan dræne til mellemrummet mellem prøve og ring. Man vil finde en for stor permeabilitet (tidskurve no.1 - 5).

Genbelastningsgrenene er vist på bilagene no.105 -140. Det ses, at hvert forsøg er udført med 3-5 genbelastningsgrene, nogle få forsøg med endnu flere. Forsøgene er normalt udført med de største aflastningsspændinger først. Ved at aflaste til disse forskellige værdier fås sløjfer svarende til forskellige værdier af in situ-spændingen. (Aflastningsspændingen kaldes $\bar{\sigma}_A$). Belastningskurvernes form er temmelig forskellig fra den ene gren til den anden. Grunden er den, at friktionen mellem stempler og ring spiller en temmelig afgørende rolle.

Vi antager i det følgende, at de ideelle kurveformer for to givne genbelastningsgrene er som de punkterede linier på figurerne side 71.

Er friktionen nu udviklet under aflastningen, vil denne gøre spændingen over prøven større. Vi måler kraften P , der giver spændingen A , men den virkelige spænding B fås af $P + \Sigma f$. I diagrammet afsættes $(\bar{\sigma}, \Delta \epsilon) = (A, 0)$. Den virkelige værdi er imidlertid $(B, 0)$. For en vis deformation vil denne friktion netop være udlignet, og den tilsvarende målte spænding C er fejlfri. Udvikles ikke yderligere friktion, følger den observerede kurve derefter den ideelle kurve fra B .

Antages en prøve aflastet friktionsfrit, har prøven den målte spænding, men udvikles der nu friktion under belastning fra A til B , bliver deformationen mindre svarende til den virkelige spænding C . Tænkes friktionen udløst senere, kan man få den viste kurveform.

Imellem disse yderpunkter findes derfor et utal af muligheder, der alle gør den aktuelle kurveform mere eller mindre S-formet.

I det foregående var antagelsen, at den ideelle kurveform var jævnt krum. Det ses, at jo større deformation og jo mindre krumning en kurve har, desto større er sandsynligheden for, at friktionens betydning er negligerbar. Af kurver med ringe friktion kan nævnes:

Jordart	Forsøg no.	σ_A t/m ²
Kratbjerg	1	2
	2	1
	3	1
	3	8
	4	4
	5	0.5
	12	0.5
	12	13.5
	13	0.5
Odense	13	13.5
	15	1.5
	21	0.5
	21	1.5
	22	1.5
Rigshosp.	25	0.5
	25	16
	31	0.5
	31	1.5
	31	4.5
Sabro	31	16
	32	1.5
	32	4.0
	36	1
	36	2
	37	1
	38	1
	38	2
	38	4
	41	2

Disse kurver ligner alle den viste idealkurve.

Det ses, at Carlsberg morænen mangler her, og med den frekvens, der er på genbelastningsgrenene med små friktioner, skulle der have været nogle imellem. Forklaringen kan være den, at den friktionsfri kurve har en svag S-form. Carlberg morænen har et lerindhold på 20-25 % og er dermed den mest lerholdige af de omhandlede prøver. Dette kan være grunden til en ændring af kurveformen.

I det følgende vil alle kurverne dog blive behandlet ens, da dette ikke kan afgøres med sikkerhed.

Ses der bort fra små krumninger i starten af forsøget, kan det ses af kurverne, at kurveformen afhænger af overkonsolideringsgraden $\frac{\sigma_{\max}}{\sigma_A}$. (side 71 nederst).

I et senere afsnit om deformationer i triaxialforsøg forsøges konsolideringskurver beregnet. Disse får næsten alle en svag S-form. Der ses dog alligevel bort fra denne effekt.

Statistisk bearbejdelse af genbelastningsgrenene

I den følgende statistiske bearbejdning af forsøgsresultaterne vil hver type moræneler blive behandlet for sig, idet det ønskes at finde aflastningsspændingens indflydelse, således at in situ spændingerne direkte kan give en eller flere deformationsparametre. Derimod vil der ikke blive taget hensyn til de for hvert

forsøg beregnede poretal, der, som det fremgår af side 69, er be-
hæftet med meget stor usikkerhed. Det antages, at variationen i
poretallet er ringe, fordi prøverne er taget så tæt på hinanden
som muligt. Klumpporetallet regnes derfor at være repræsentativt.

Af hensyn til den senere simple sætningsberegning ønsker man
i første omgang at bestemme begyndelseshældningen K_t af genbe-
lastningsgrenene. Denne værdi kan findes på to måder:

1. Finde kurveformen udtrykt ved et passende antal parame-
tre (bl.a. $\bar{\sigma}_A$, $\bar{\sigma}_{\max}$ og et par deformationsparametre.) Be-
stemme disse parametre. Differentiere det fundne udtryk
og indsætte $\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_A$.
2. Finde begyndelsestangenten direkte af de observerede stør-
relser.

Metode 1 er den mest tiltalende, fordi man på denne måde får alle
observationer med i den statistiske behandling. Imidlertid van-
skeliggør friktionens indflydelse og usikkerheden for store
spændinger (krybningens indflydelse) denne fremgangsmåde, og en-
delig er det ikke let at finde en formel, der giver kurver, hvis
krumning er afhængig af $\frac{\bar{\sigma}_A}{\bar{\sigma}_{\max}}$. (Altså er i overensstemmelse med
figuren på side 71).

Metode 2 er let at gennemføre og er bedre i overensstemmelse med
observationernes sikkerhed. Der udvælges her et passende antal
punkter af genbelastningsgrenene. Det første punkt, der ikke
medtages, må ligge signifikant på den ene eller anden side af den
senere fundne rette linie. Denne del af proceduren, udvælgelsen
af punktantalet er dog foretaget skønsmæssigt ud fra de givne
retningslinier. I de to tilfælde side 71 vil man på denne måde
få bestemt et $\bar{\sigma}'_A$ og en hældning K_t , givet ved de stiplede linier.
Forskellen mellem $\bar{\sigma}_A$ og $\bar{\sigma}'_A$ er da et udtryk for apparatfriktionens
gennemsnitlige værdi. Er kurverne af en beskaffenhed som de
punkterede linier, bliver både K_t og $\bar{\sigma}'_A$ bestemt med stor sikker-
hed.

Man ser, at denne bearbejdelse giver rimelige resultater i
forhold til de tidligere overvejelser.

Ved den statistiske metode indlægges en ret linie ved mind-
ste kvadraters metode. Man finder herved et $\bar{\sigma}'_A$ og et K_t samt en
varians.

Ved den videre bearbejdelse ønsker man at udtrykke K_t som en
funktion af $\bar{\sigma}'_A$. Det viser sig, at funktionen på det foreliggende

grundlag ikke kan skelnes fra en ret linie. Til bestemmelse af denne linie har man allerede fundet $\bar{\sigma}_A'$ og K_t samt for hver værdi heraf en varians, der er det bedste skøn for spredningens kvadrat. (En variansen betragtes som en stokastisk variabel, er denne et udtryk for spredningen på hele forsøgsmaterialet, og det rigtige er da at finde det bedste skøn for denne spredning ved et vægtet middeltal af alle de fundne varianser. Gør man det, skal de enkelte punkter tillægges samme vægt.

Imidlertid indeholder variansen to led, nemlig den almindelige forsøgsusikkerhed (herunder friktionen mellem prøve og ring og forskelle i prøvematerialet) samt friktion mellem ring og trykhoveder. Den sidstnævnte friktion påvirker variansen og betyder samtidig, at nogle forsøgsresultater må betragtes som dårligere end andre. Det er derfor naturligere at vægte resultaterne med disses varians. I tabellen side 77 er vist en bearbejdelse af forsøg 1-5, hvor vægtene er tillagt efter dette princip. Det ses dog, at der er meget stor variation i vægten $p, 0.02 < p < 10$, og der er naturligvis heller ingen forsøgsteknisk begrundelse for, at et forsøg vægtes 500 gange mere end et andet.

Grunden er, at variansen også er en statistisk variabel og dermed også kan antage meget små værdier. For at opnå en rimeligere vægtfordeling er der derfor indført en øvre grænse for p , nemlig 1.5. Disse vægte ses også i skemaet, og denne metode benyttes iøvrigt i det følgende. De dårligste forsøg har stadigvæk ringe indflydelse på resultatet.

Beregningerne er udført ved et EDB-program, idet selv denne simplificerede bearbejdelse kræver et stort regnearbejde.

Resultatet af disse bearbejdelser er givet på de følgende sider.

For Odenseområdet er materialet spaltet op i fire forskellige afbildninger, idet man her har søgt at dække et profil af hensyn til sætningsobservationer.

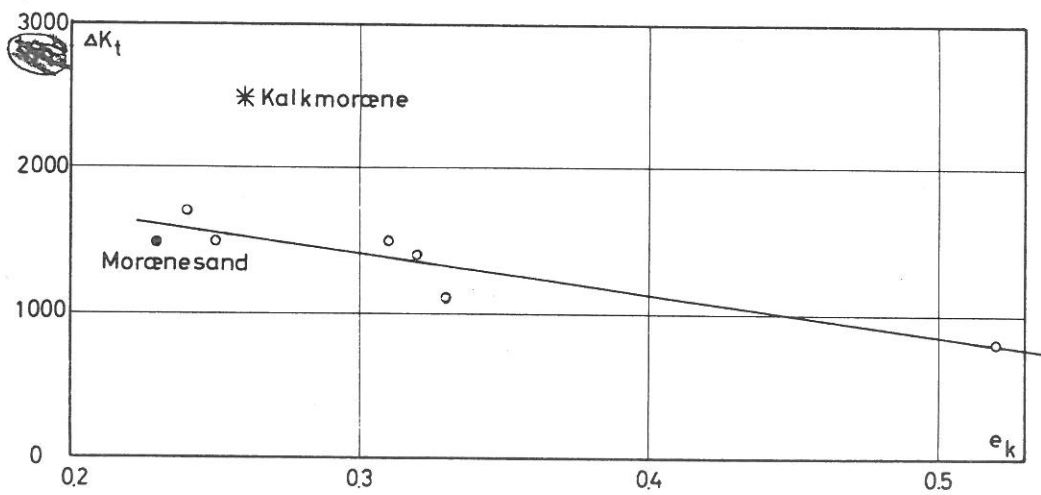
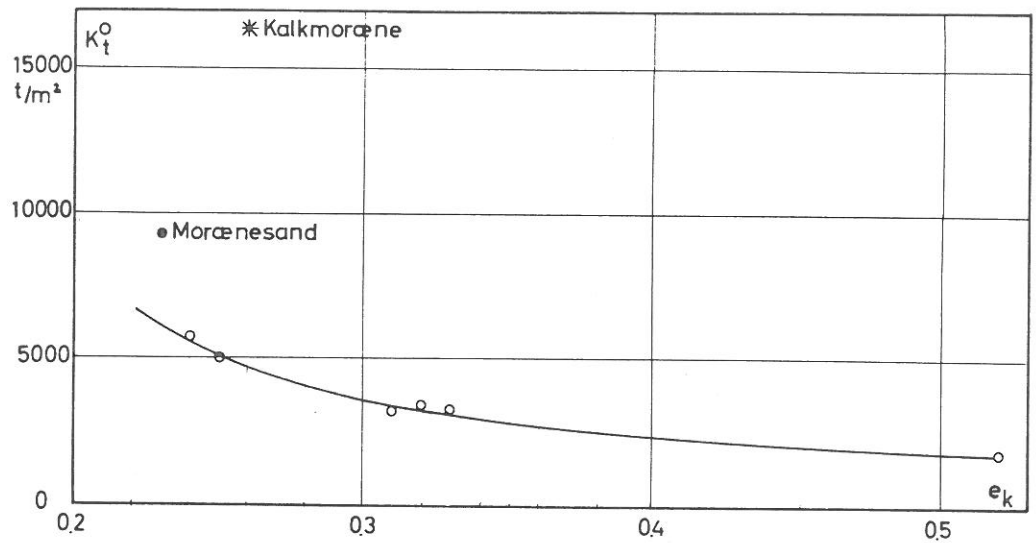
Odense I-III dækker et profil ved ammoniaktanken, medens Odense IV repræsenterer et profil ved Muus silo i Odense.

Materialet er desværre ikke omfangsrigt nok til, at man kan fastslå hvilke faktorer, der influerer på deformationsegenskaberne.

Man kan dog se, at kalkindholdet har stor betydning. Det ses, at Odense III med et kalkindhold på 58 % er dobbelt så stift som Odense II, hvis kalkindhold er 16 %. Også Rigshospitalets

$$\text{Begyndelsestangenten } K_t = K_t^0 + \Delta K_t \cdot G_A$$

(Se side 78 - 82)

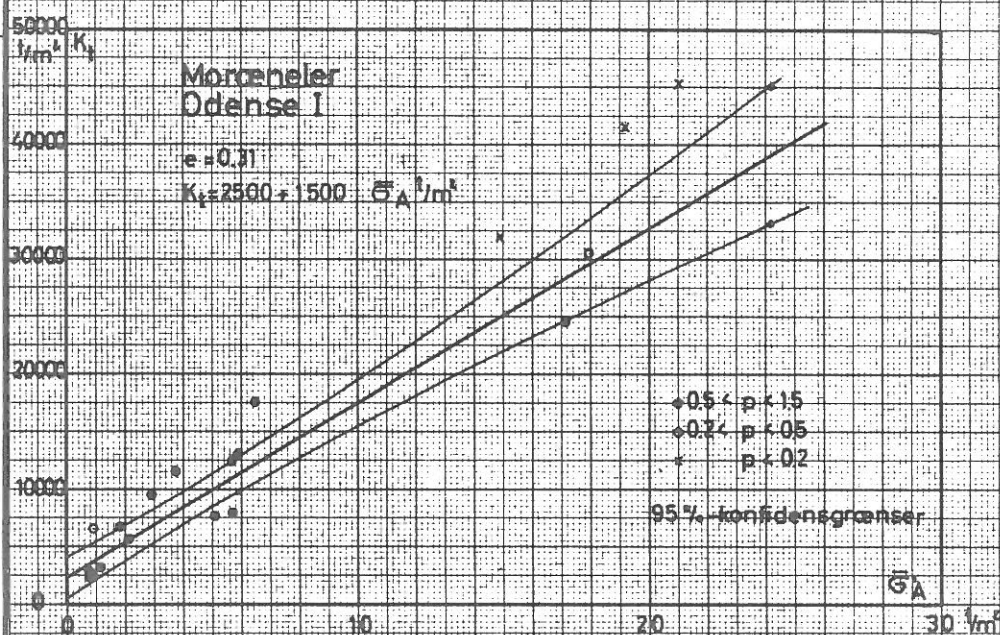
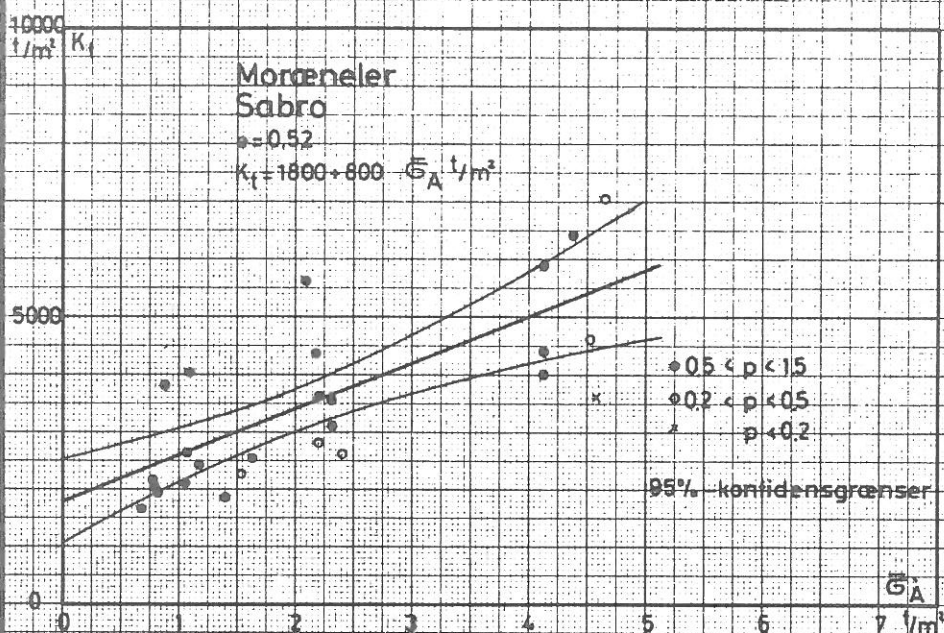


moræne afviger omend ikke i samme grad; kalkindholdet er 27 %, og den er meget sandet. Afvigelserne er kun signifikante på 30 % niveauet.

Eksempel på statistisk udjævning.

σ_A	σ'_A	$K_t \text{ t/m}^2$	p	p<1.5	Friktion
1.02	2.38	6369	0.15	0.77	+1.36
2.06	2.51	7875	0.60	1.48	+0.45
6.72	7.38	16827	0.08	0.39	+0.66
8.3	10.49	21457	0.03	0.13	+2.19
1.02	1.52	5870	0.54	1.48	+0.50
2.06	2.89	8531	0.16	0.84	+0.83
4.14	4.54	13450	0.51	1.48	+0.50
8.3	10.64	24527	0.02	0.10	+2.34
1.02	1.34	4734	1.39	1.48	+0.32
2.06	2.97	6022	0.15	0.75	+0.91
4.14	5.74	10713	0.05	0.26	+1.60
8.3	8.06	15883	0.40	1.48	-0.24
0.5	0.74	3776	1.78	1.48	+0.24
1.54	2.22	5498	0.08	0.42	+0.68
0.5	0.43	4402	0.22	1.13	-0.07
0.5	0.56	3518	1.36	1.48	+0.06
1.54	2.52	7000	0.04	0.22	+0.98
4.42	4.79	10685	0.23	1.18	+0.35
13.5	13.63	22078	1.95	1.48	+0.13
4.42	4.47	11347	10.75	1.48	+0.05
13.5	13.50	25000	0.51	1.48	0.0

På side 76 er vist to afbildninger, der indeholder hele erfaringsmaterialet, og som i mangel af forsøg kan anvendes til bestemmelse af konsolideringsmoduler, hvis klumporetalet kendes. Man bør dog sikre sig, at morænelerets egenskaber ligner de her omhandlede morænelerers (se side no.14 og 17).



GEOTEKNISK INSTITUT

Boring no.: Dybde: m Kote:

Forsøg: d. Tegn.: d.

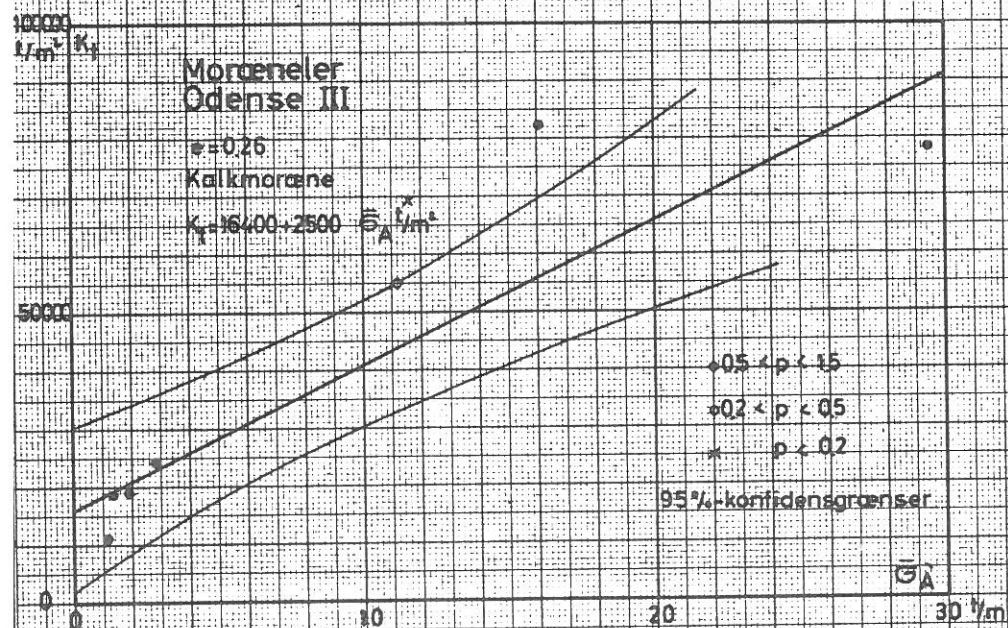
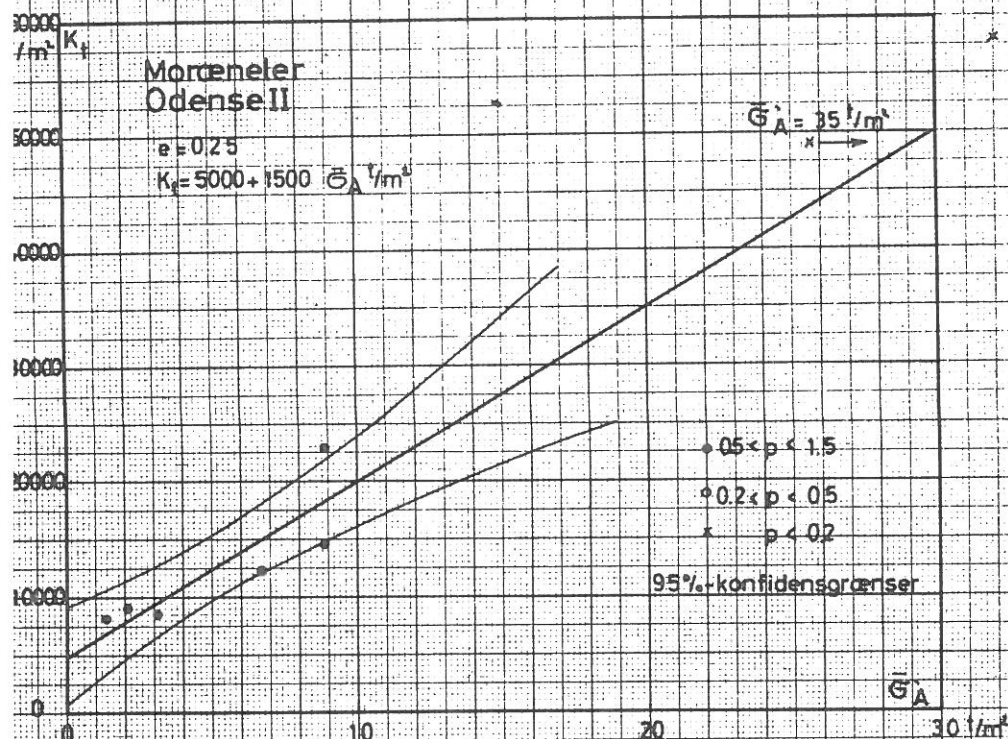
Kontr.: d. Godk.: d.

Sag: F 1/61

Lab. no.:

Forsøg no.:

Bilag no.:



GEOTEKNISK INSTITUT

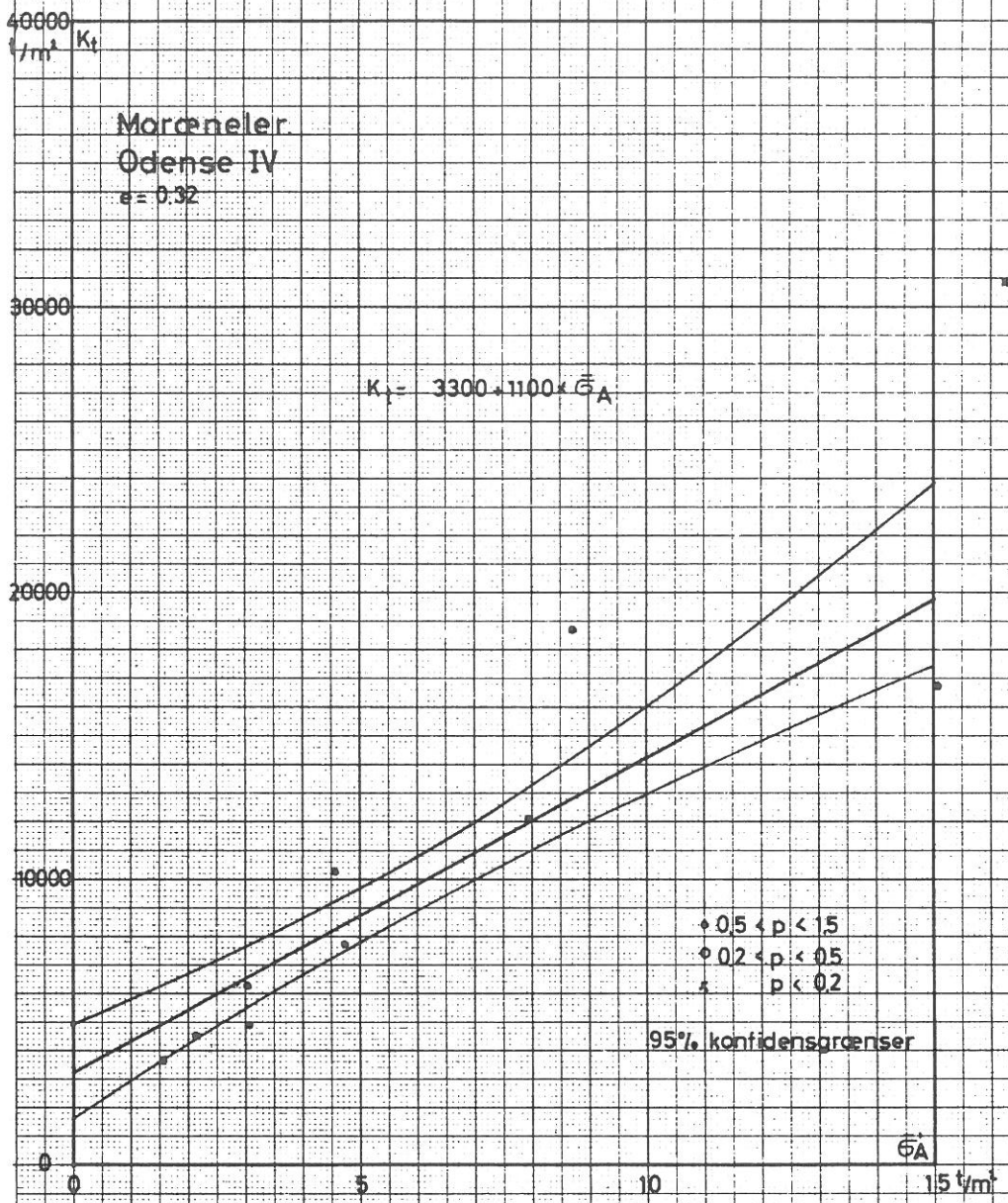
Boring no.: Dybde: m Kote:

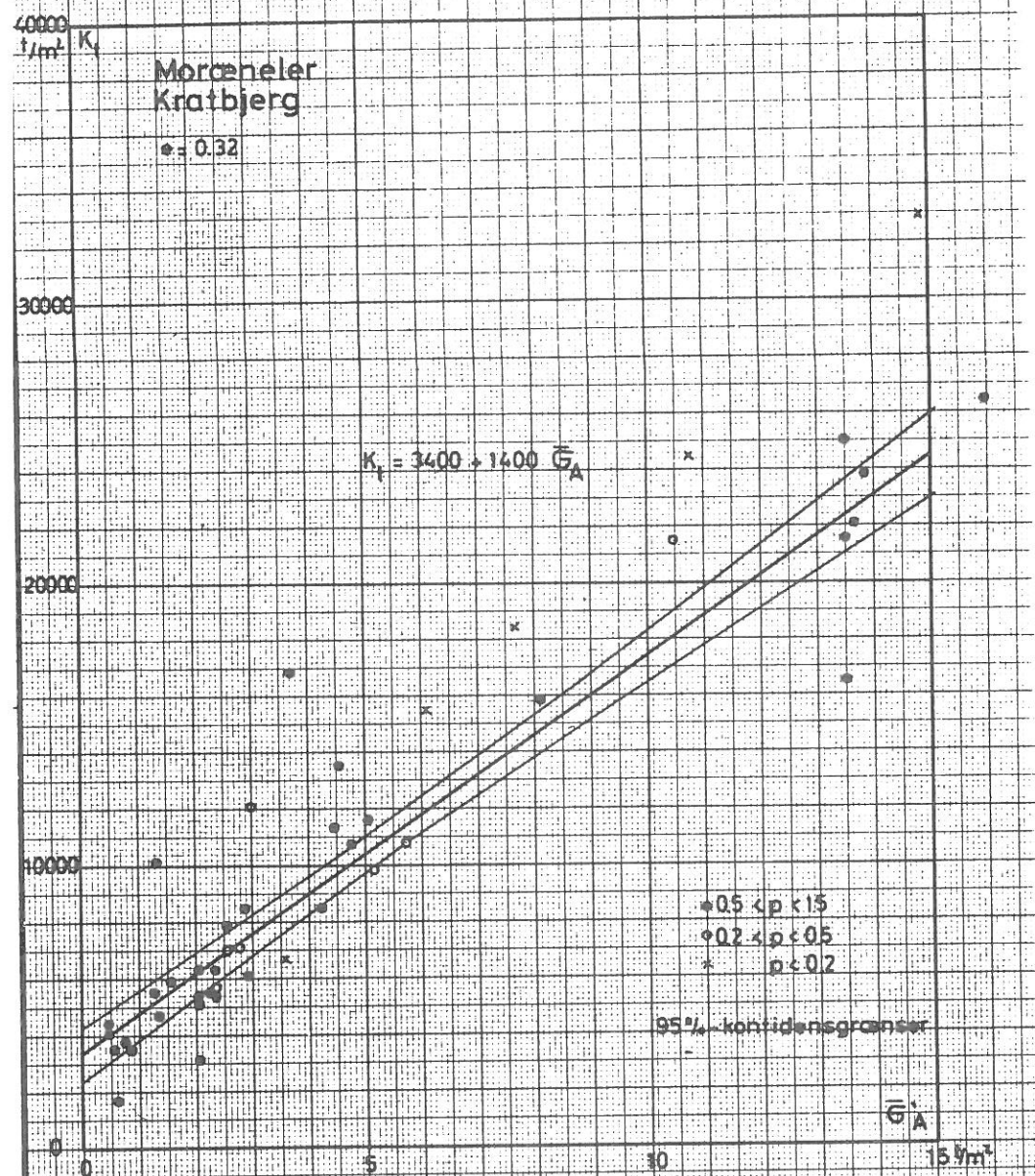
Forsøg: d. Tegn.: d.

Kontr.: d. Godk.: d.

Sag: F 1/61

Lab. no.: Forsøg no.: Bilag no.:





GEOTEKNISK INSTITUT

Boring no.: Dybde: m Kote:

Forsøg: d. Tegn.: d.

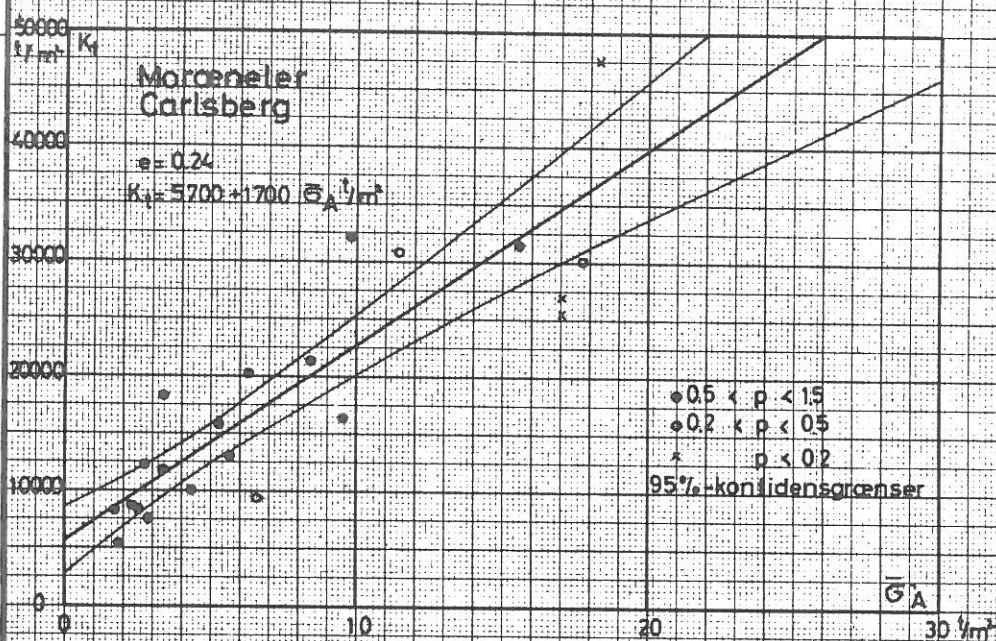
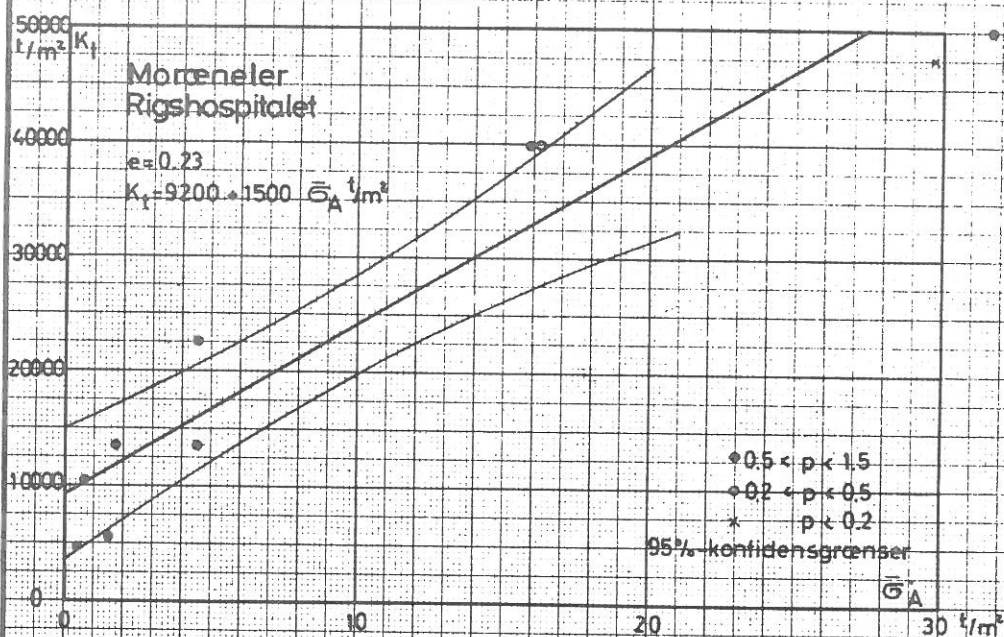
Kontr.: d. Godk.: d.

Sag: F 1/61

Lab. no.:

Forsøg no.:

Bilag no.:



GEOTEKNISK INSTITUT

Boring no.: Dybde: m Kote:

Forsøg: d. Tegn.: d.

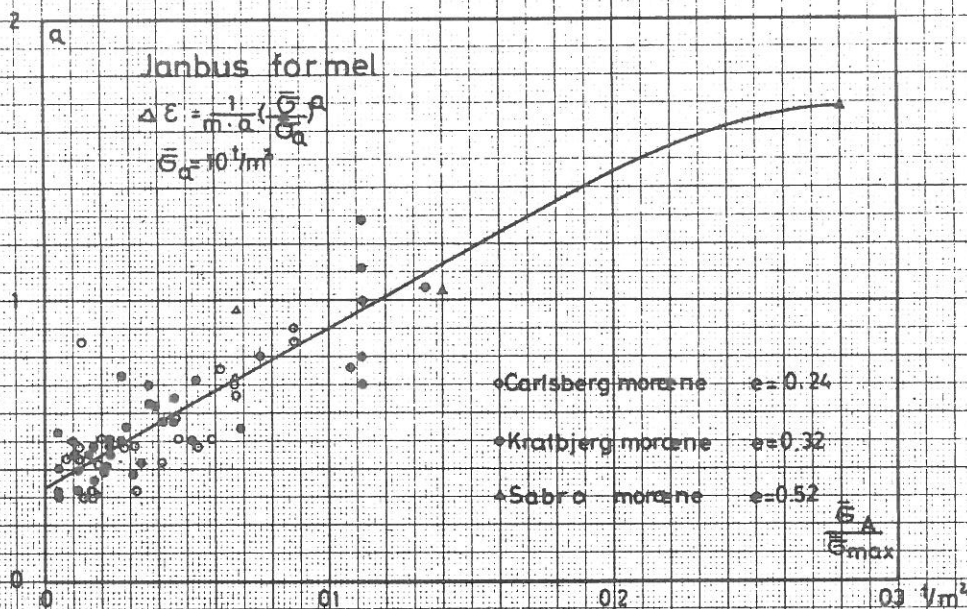
Kontr.: d. Godk.: d.

Sag: F 1/61

Lab. no.:

Forsøg no.:

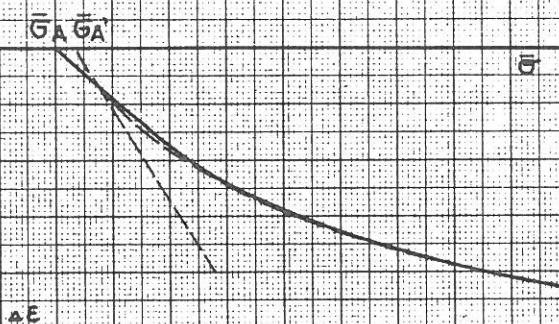
Bilag no.:



Systematisk fejl
ved Janbus formel

Korrekt kurve

Janbus formel



GEOTEKNISK INSTITUT

Boring no.: Dybde: m Kote:

Forsøg: d. Tegn.: d.

Kontr.: d. Godk.: d.

Sag: F 1/61

Lab. no.:

Forsøg no.:

Bilag no.:

Andre bearbejdningsmetoder.

Den før omtalte metode er hurtig og praktisk til fastlæggelse af K_t . For en ordens skyld skal bemærkes, at det ville være mere korrekt at udføre en elementudjævning med elementerne K_t^0 , ΔK_t og et $\bar{\sigma}_A'$ pr. sløjfe. Det maksimale antal normalligninger ville her blive 47. Regnearbejdet skønnes imidlertid at være for omfattende i forhold til de resultater, der ville blive opnået.

Der skal til sidst kort omtales de undersøgelser, hvor hele kurveformen betragtes.

Brinch Hansen benytter i Bulletin no.17 følgende formel for lillebæltslers genbelastningsgrene:

$$\Delta \varepsilon = a \log^m \frac{\bar{\sigma}}{\bar{\sigma}_A}$$

Denne kurves krumning afhænger ikke af forbelastningen, og kurven er meget S-formet for små spændinger og har vandret begyndelsestangent.

Janbu har opstillet en formel

$$\Delta \varepsilon = \frac{1}{m \cdot a} \left(\frac{\bar{\sigma}}{\bar{\sigma}_A} \right)^a, \text{ hvor } \bar{\sigma}_A = 10 \text{ t/m}^2.$$

Det kan vises, at a væsentlig er afhængig af forbelastningsgraden (se figuren øverst side 83). Imidlertid rummer potensfunktionerne en systematisk fejl, hvorved K_t bestemmes for lille (se næste figur).

Der er her forsøgt at anvende en formel, der giver K_t direkte

$$\Delta \varepsilon = \frac{1}{K_t} (\bar{\sigma} - \bar{\sigma}_A) - a (\bar{\sigma} - \bar{\sigma}_A)^{1.75}$$

Der er kun udført en statistisk udjævning på et begrænset materiale. K_t fandtes at ligge inden for konfidensgrænserne af den tidligere omtalte bearbejdningsmetode, der herefter skønnes at være hensigtsmæssig.

Aflastningsgrenene

Ved den normale belastningsprocedure er $\bar{\sigma}_{\max}$ konstant forsøget igennem, og alle aflastningskurverne skal derfor beskrive samme kurve, med mindre deformationsegenskaberne ændrer sig under forsøget.

Det har vist sig, at den afbildningsform, der egner sig bedst til aflastningsgrenene, er

$$\Delta \varepsilon = b \log^n \frac{\bar{\sigma}_{\max}}{\bar{\sigma}} \quad (6)$$

Denne formel er opstillet af Brinch Hansen og Mise i 1964 for lillebæltstler.

Der er forsøgt med simplere udtryk, analoge med Janbus formel (altså en ren eksponentiel kurve), men det har ikke været brugbart.

På bilagene no.141-148 er vist en aflastningskurve pr.forsøg. Gennemsnitskurverne er indlagt under hensyn til, at fejlen næsten er ensidig. Hovedfejlen er jo friktion.

Jordart	Antal	n	b %	95 % grænser	
				n	b
Sabro	7	1.40	0.418	1.55 - 1.25	
Odense I	4	1.40	0.360	1.57 - 1.23	0.475 - 0.245
Odense II	2	1.33	0.410	-	-
Odense III	2	1.25	0.145	-	-
Odense IV	2	1.58	0.360	-	-
Kratbjerg	10	1.44	0.348	1.53 - 1.35	0.380 - 0.316
Carlsberg	3	1.28	0.380	1.28	0.580 - 0
Rigshosp.	2	0.83	0.280	-	-

Det ses straks, at der ikke er nogen lovmæssig variation af n og b med poretalet.

Imidlertid synes forsøg med sand at vise, at $n \sim 1$, og det er derfor nok muligt, at kornfordelingen har stor indflydelse på n. Dette stemmer med, at morænen fra Rigshospitalet, der er meget sandet, også har det laveste n.

Om bestemmelse af forbelastningen

Den eneste sikre metode til bestemmelse af forbelastningen består i at påføre prøven så store spændinger, at den normalkonsoliderede tilstand gennemløbes over en hel spændingsdekade. Dertil kræves apparatur, der kan holde til spændinger på mindst 3000 t/m^2 . Det nye konsolideringsapparat er netop konstrueret med dette for øje.

Ifølge Lundgren bør man afsætte den naturlige deformation ϵ_{nat} for at få en retlinet logaritmisk sammenhæng mellem spændinger og deformationer for normalkonsolidering. Ved beregningen af en lille ændring $d\epsilon$, må denne udregnes på grundlag af den aktuelle højde $h = h_0 + \Delta h$.

$$\text{Idet } \epsilon_0 = \frac{\Delta h}{h_0} \quad \text{fås}$$

$$d\epsilon = - \frac{dh}{h}$$

$$\epsilon_{\text{nat}} = \int_{h_0}^h d\epsilon = - \ln h + \ln h_0 = \ln \frac{h_0}{h_0 + \Delta h} = \ln \frac{1}{1 - \epsilon_0}$$

for $\epsilon_0 = 0$, er $\epsilon_{\text{nat}} = 0$.

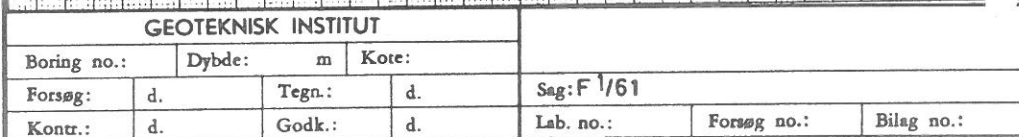
Denne transformation er benyttet for normalkonsolideringsgrenen.

På bilag no.80 -84 er vist 5 forsøg med meget høje spændinger. Det ses, at alle prøverne er kommet i normalkonsolideret tilstand.

Ved bedømmelsen af forbelastningens størrelse kommer man i vanskeligheder, idet det ikke er muligt alene af konsolideringsforsøget at afgøre, hvor stor udplætningen er. Denne er skønnet, og den tilsvarende værdi af spændingen på normalkonsolideringsgrenen er da forbelastningsspændingen $\bar{\sigma}_{\text{pc}}$.

Den eleganteste løsning på problemet er imidlertid at måle klumpporetallet. Dette måles, før tildannelsen er færdig, således at triclorethylenet ikke trænger ind i den del, der senere anvendes til forsøg. Klumpporetallet bestemmes igen efter forsøget. Man kan nu ved tilbageregning finde udplætningseffekten og dermed forbelastningen. På bilag no.84 ses det eneste forsøg, hvor dette er forsøgt.

Foruden de her omtalte forsøg findes endvidere Sabro-forsøgene med udpræget normalkonsolidering. Resultaterne er:



Forbelastning, bestemt i konsolideringsapparatet.

Sabro III	$e = 0.52$	$\bar{\sigma}_{pc} \approx 25 \text{ t/m}^2$
Kratbjerg	$e = 0.32$	$\bar{\sigma}_{pc} \approx 130 \text{ t/m}^2$
Carlsberg III	$e = 0.24$	$\bar{\sigma}_{pc} \approx 160 \text{ t/m}^2$
Odense III	$e = 0.26$	$\bar{\sigma}_{pc} \approx 250 \text{ t/m}^2$

kalkmoræne

Forbelastningsspændingen bestemmes sikrest ved triaxial-forsøg ved at betragte den udrænedes forskydningsstyrkes variation med kammertrykket (eks. side 49). De tilsvarende værdier er dog noget mindre end de her angivne.

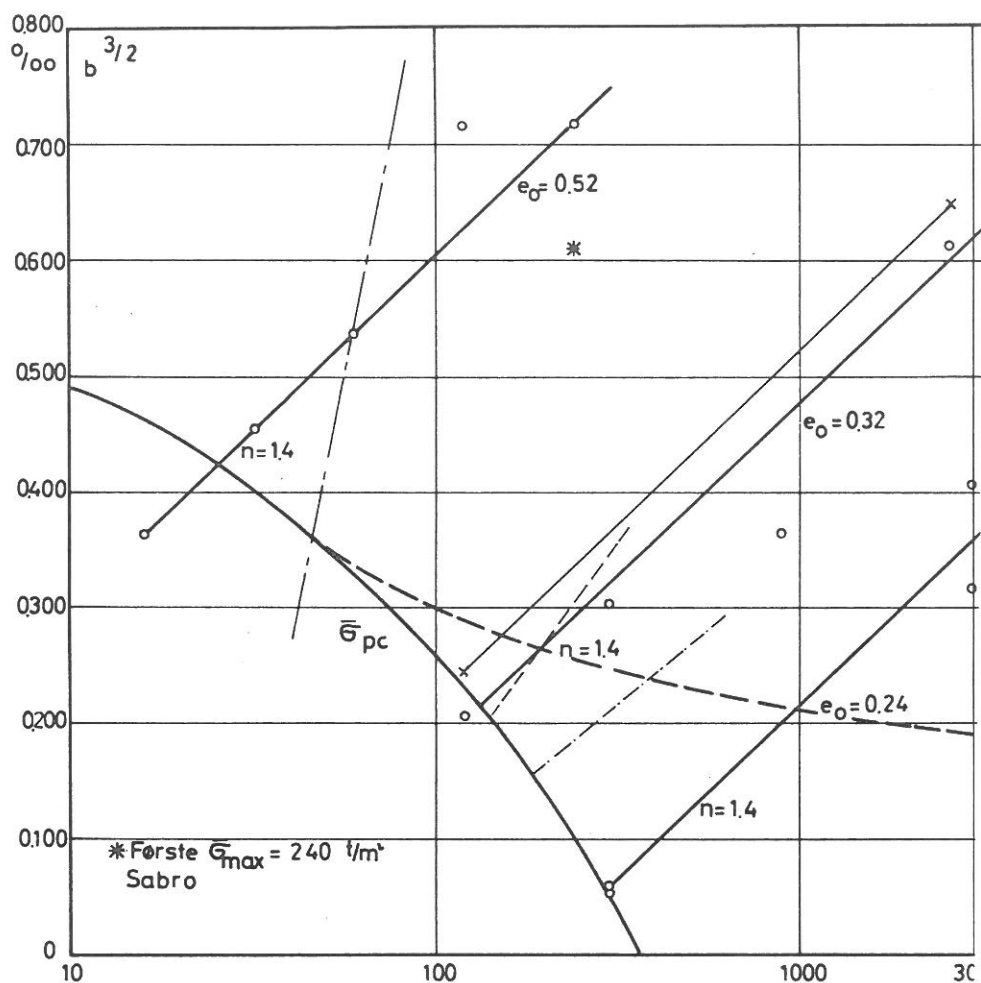
Laboratorieprocedurens indflydelse

Vi har set, at det er muligt selv for det hårdeste moræneler at finde normalkonsolideringsgrenen og dermed få et skøn over den virkelige forbelastning $\bar{\sigma}_{pc}$. Spørgsmålet er nu, om det er nødvendigt at påføre prøven denne forbelastning, eller om der sker noget ved at belaste den yderligere.

På side 87 er vist en afbildning af to genbelastningsgrene med $\bar{\sigma}_{max} < \bar{\sigma}_{pc}$. Til sammenligning er vist to genbelastninger med $\bar{\sigma}_{max} \approx \bar{\sigma}_{pc}$. Det ses, at begyndelsen af kurverne er sammenfaldende, således at bestemmelsen af K_t ikke påvirkes af, at $\bar{\sigma}_{max}$ er mindre end $\bar{\sigma}_{pc}$.

Belastes prøven derimod op over forbelastningsspændingen, ændres deformationsegenskaberne. Betragter man aflastningsgrenene, som det er gjort i bulletin no.17, kan b_p afbildes som funktion af $\bar{\sigma}_{max}$. Er faktoren n konstant, er b_p direkte et mål for jordens stivhed, således at jo større b_p er, desto "blødere" er jorden. På bilag no.141 - 148 er aflastningsgrenene vist. På side 89 ses kurverne $b_p - \bar{\sigma}_{max}$. Der er tegnet kurver for tre forskellige morænelerstyper med $n = 1.40$. Det ses, at kurverne er parallelle og med en sådan hældning, at b vokser med σ_{max} . D.v.s., at prøven bliver mere deformérbar, jo større spændinger den har været underkastet. Denne effekt skyldes, at prøven bliver æltet, når deformationerne bliver store. Punkteret og stiplet er indlagt kurver for lillebæltstyper og for sand. Kurveformen er dog næppe god for sand, idet dette ikke har lerets tilbøjelighed til opblødning. (Altså $\Delta \epsilon \rightarrow -\infty$ for $\bar{\sigma} \rightarrow 0$).

Laboratorieprocedurens indflydelse Aflastningsgrene



- Moræneler
- Sand $e = 0.51$
- · - · - Sand $e = 0.71$
- · — · — Lillebæltsler

Exempel på kurv
med stivhed uafh
af σ_{max}

Der er endvidere på afbildningen indlagt en linie, der for samme aflastningsspænding ($\bar{\sigma}_A = 4 \text{ t/m}^2$) giver samme stivhed af jorden. Kurven beregnes let ved hjælp af ligning no.6 side 85. Kan de tre udvalgte moræner betragtes som en jordart, der blot er underkastet forskellige påvirkninger, kan man benytte sig af kendskabet til forbelastningens størrelse til at optegne den virkning, naturen har haft på jorden. Denne kurve er vist fuldt optrukket og tangerer for små tilvækster kurven med samme stivhed.

Denne afbildning viser, at man med den normale laboratorie-procedure må lægge stor vægt på ikke at overskride forbelastningen $\bar{\sigma}_{pc}$. Ved at gennemløbe en normalkonsolideret tilstand vil man få så store deformationer, at prøven ligefrem æltes.

For genbelastningsgrenene må man forvente at finde en lignende afhængighed af "the stress history" som fundet for aflastningsgrenene, idet man må forvente en vis proportionalitet mellem belastning og aflastnings-stivhederne.

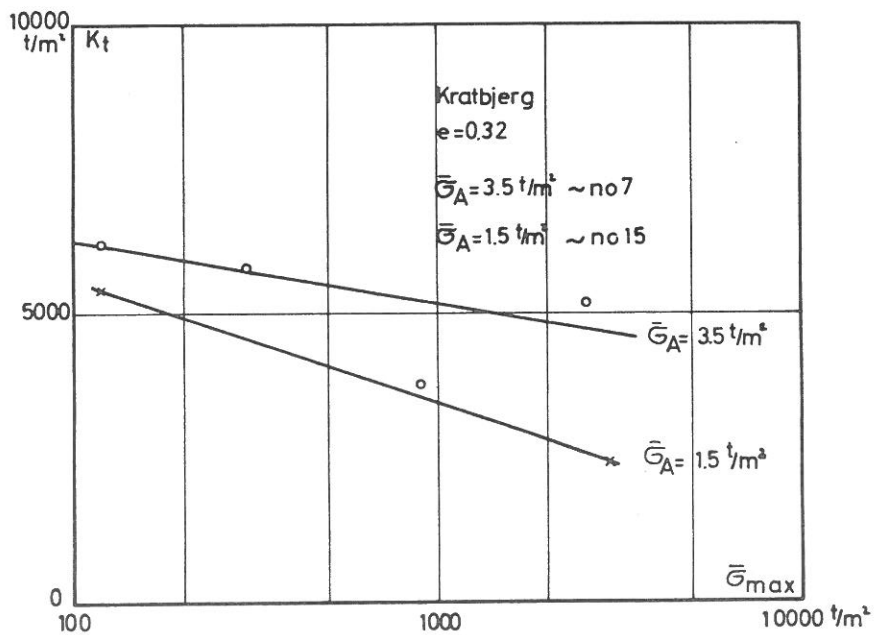
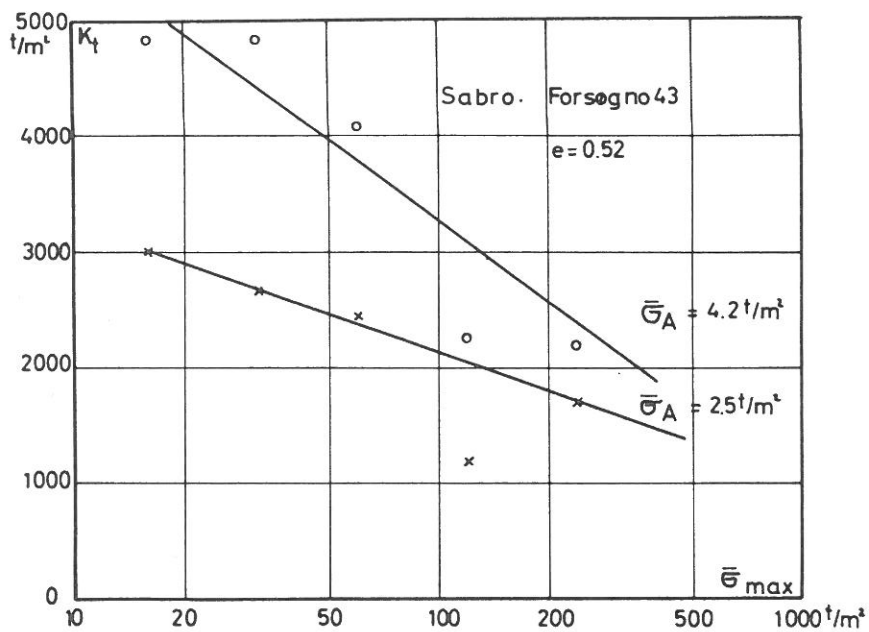
Til måling heraf er udført eet forsøg med Sabromorænen (no.43) og to forsøg med Kratbjergmorænen (forsøg no.7 og forsøg no.15). Forsøgene er vist på bilagene, og det ses, at der er en tydelig tendens i samme retning som for aflastningsgrenene. Endnu tydeligere bliver det, hvis man finder K_t på sædvanlig måde. Herved fås forskellige værdier af σ'_A , men ved en korrektion udregnes K_t svarende til middelaflastningsspændingen, se afbildningerne på side 91. Belastes Sabromoræneleret med $\bar{\sigma}_{max} = 200 \text{ t/m}^2$ i stedet for 20 t/m^2 , måles deformationerne dobbelt så store.

Konklusionen må blive, at man må skønne en forbelastning og udføre forsøget med denne maksimalspænding. Først efter, at man ad denne vej har fået de nødvendige værdier af K_t , kan man eventuelt belaste videre for at finde forbelastningen $\bar{\sigma}_{pc}$. Det vil ikke normalt være nødvendigt at kassere forsøget, selv om forbelastningen er skønnet for lille.

Tidens betydning

Vi har i det foregående set, hvordan Sabromorænen blev blødere, jo mere den blev belastet. Selv om det kan forklares ved æltning af prøven, er der det problem tilbage at klarlægge forskellen på laboratoriets procedure og istidens; denne sidste giver jo langt stivere moræner.

Laboratorieprocedurens indflydelse Belastningsgrene



Der er derfor udført to ældningsforsøg med Sabromorænen. Kun det ene skal refereres, idet det andet forsøg mislykkedes på grund af afsætning af kalk mellem trykhoveder og ring, inden relevante målinger var foretaget.

Prøven blev først belastet til 16 t/m^2 , aflastet til 1 t/m^2 ; herved fås den bedste genbelastningssløjfe for den normale Sabromoræne ($16 \text{ t/m}^2 < \bar{\sigma}_{pc}$). Herefter udførtes yderligere tre genbelastninger til 237 t/m^2 fra 1 t/m^2 , men maksimumsbelastningen virkede i henholdsvis 120 min., 44000 min. og 135000 min. Virkningen var helt klar på både aflastningsgrenene (bilag no.148) og genbelastningsgrenene (bilag no.140). På bilag no.148 ses virkningen for endnu et Sabroforsøg; her haves ingen genbelastninger.

Prøven er blevet trykket sammen til $e = 0.31$. Efter 3 måneders henstand er egenskaberne blevet de samme som for Kratbjerg ($e = 0.32$) eller Odense I ($e = 0.31$). Den statistiske metode ville for genbelastningsgrenen give $\bar{\sigma}'_A = 2.2 \text{ t/m}^2$; $K_t = 6000 \text{ t/m}^2$. (sml. side 78 og 81).
d.v.s. $b^{3/2} = 0.27 \text{ o/oo}$, medens det til poretalet svarende naturlige $b^{3/2} = 0.22 \text{ o/oo}$.

Tidens virkning er, som det ses, meget stor. Med endnu længere henstand ville jorden blive endnu noget stivere. Forsøgs materialet er dog alt for ringe, men man kan konstatere, at det i deformationsmæssig henseende lykkedes at lave en Sabromoræne om til en Kratbjergmoræne.

Tidens indflydelse på poretalet gennem meget lang tids krybning, som det er foregået i istiden, er imidlertid ikke forklaring nok på det faktum, at en forbelastning i naturen på 240 t/m^2 ville give et poretal på $\sim 0.22 - 0.25$. Hertil ville nemlig kræves flere milliarder år, hvis dekadehældningen ikke kan blive større end 0.4 %, som er målt på Sabro. Man kender dog heller ikke noget til den kemiske sammensætning af det oprindelige porevand samt talrige andre virkninger.

4.2 PERMEABILITETSMÅLINGER

For en jordarts permeabilitet spiller lerindholdet en afgørende rolle. Sammenlignes sand, moræner og ler med samme poretal, ser man, at sands permeabilitet er $10^4 - 10^5$ gange så stor som moræners, der igen er $10^2 - 10^3$ gange lerets.

Der er flere årsager hertil. En årsag er, at leret består af "flager" og sandet af "kugler", og at flagerne sikkert kan danne et tættere mønster end kuglerne. Den vigtigste er, at det effektive gennemstrømningsareal for lerarterne er langt mindre, end poretallet angiver, da det meste af vandet er hygroskopisk bundet til lerpartiklerne. Denne binding er rent elektrisk, idet vandmolekylerne er elektriske dipoler, og også lerflagernes overflade er elektrisk. Bindingen består for det løsest bundne vand i en orientering af molekylerne, og disse bindinger må derfor kunne ødelægges ved passage af gennemstrømmende vand: "Dannelse af kanaler".

Permeabilitetsmålinger er derfor vanskelige at udføre korrekt, og de er iøvrigt meget tidsrøvende.

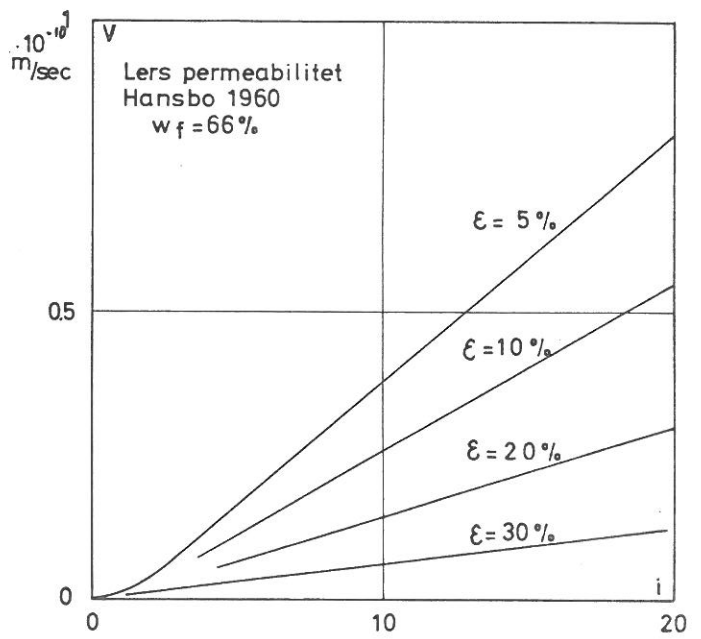
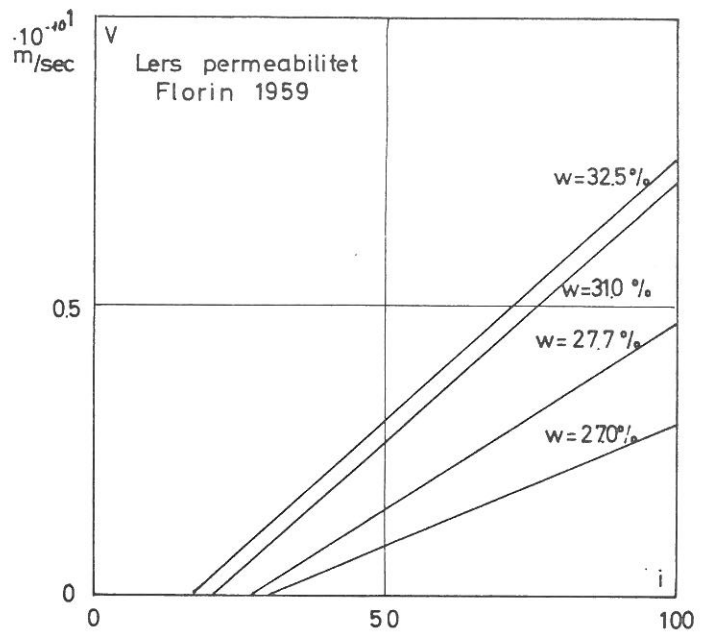
Imidlertid er et nøjere studium af sætningers tidsforløb ikke muligt uden disse forsøg, fordi man herved får en kontrol på den sædvanlige metode til bestemmelse af permeabiliteten ud fra konsolideringsforsøg.

Permeabiliteten kan også bestemmes ud fra tidsforløbet af fundamenteres sætning og ud fra drænedes pladeforsøg. Ved udregningen af permeabiliteten på grundlag af cirkulære fundamenteres tidskurver benyttes den sædvanlige formel, idet man for H indsætter en ækvivalent drænvej, der normalt regnes at være lig med diameteren. Man får på denne måde en konsolideringstid, der for moræner er 100 gange så lille som beregnet ud fra konsolideringsforsøg! For lillebæltssler er ved betragtning af sætningskurver for lillebæltbroens piller fundet en faktor på ca. 500.

Denne meget kraftige afvigelse skyldes et produkt af fejl, og må derfor deles op i to undersøgelser.

1. En teoretisk undersøgelse af sætningernes tidsforløb.
2. En undersøgelse af bestemmelsen af permeabiliteten.

Punkt 1 behandles i kapitel VI.



Laboratorieundersøgelser

I det følgende vil blive omtalt de forsøg, der er udført i laboratoriet med det formål at fastslå eventuelle fejlmuligheder.

De problemer, der er undersøgt, er følgende:

- a. Er Darcys lov $v = ki$ en rimelig antagelse?
- b. Mætningsgradens indflydelse.
- c. Overensstemmelse mellem gennemstrømningsforsøg og konsolideringsforsøg.
- d. Dannelse af kanaler i jorden.

a. Darcys lov

Darcys lov kontrolleres ved gennemstrømningsforsøg med vekslende gradienter.

Sådanne forsøg har mange udført; her skal blot nævnes arbejder af Florin, Hansbo og Burmister.

Florin finder ved analyse af Rosa's forsøg, at Darcys lov langt fra er opfyldt. Han udtrykker det fundne resultat ved ligningen $v = k(i - i_0)$ (se side 94).

i_0 kaldes tærskelgradienten, og Florin mener, at den fundne tærskelgradient er et udtryk for, at alt porevandet i ler er bundet til lerskellet, og at der skal en vis kraft til at løsne bindingerne. Derfor bliver i_0 større, jo mindre vandindholdet er.

Florin nævner, at dynamiske påvirkninger nedsætter tærskelgradienten og kan bringe den helt ned på 0. Han stiller sig iøvrigt selv noget tvivlende over for forsøgsresultaterne.

Det mest overraskende er størrelsen af i_0 , nemlig 17 - 30! Desværre har det ikke været muligt at finde en omtale af forsøgsteknikken. Har spændingsniveauet været meget lavt, findes overensstemmelse med de tidligste forsøg på Sabromorænen. (se bind II).

I det følgende vil tærskelgradienten i_0 blive omtalt flere gange, dog kun som en regnestørrelse, der viser, at kurverne ikke går gennem 0, og ikke som en fysisk realitet.

Hansbo har udført en serie præcisionsmålinger, hvor vædskebevægelsen måles i lange, tynde, vandrette kapillarrør med luftbobler i. Herved kan forsøget udføres med meget små vandmængder. Hansbo angiver 1 % af porevandmængden. Der er konstateret variationer med mængden af det gennemstrømmende vand. Grunden angives at være, at det bundne vand løsriver. Apparatur og prøve er meget omhyggeligt

evakueret for luft ved henstand i en klokke med meget lavt lufttryk. Forsøgene er udført på smeltevandsler med vandindhold på 60 - 80 % og udrænedede forskydningsstyrker på ca. 1 t/m². Prøverne konsolideredes først til en sammentrykning over 5 % (svarende til et spændingsniveau på 60 - 240 t/m²), hvorefter målingerne udførtes i vilkårlig orden. Et typisk resultat er vist på side 94.

Hansbo finder, at Darcoys lov ikke er helt opfyldt, men at en eventuel tærskelgradient er meget lille. ($i_0 \sim 1$)

Hansbo erstatter dog Darcoys lov med følgende udtryk:

$$v = \alpha i^n \text{ for } i < i_L$$

$$v = k(i - i_0) \text{ for } i > i_L$$

I bind II omtales apparaturets indvirkning på måleresultaterne. Som en følge heraf aftager i_0 med aftagende permeabilitet (se figuren).

Findes en tærskelgradient, giver det en længere konsolideringstid i naturen end i laboratoriet, idet gradienterne i naturen er langt mindre.

Det kan endelig nævnes, at man kan se Darcoys lov modificeret til

$$v^n = k \cdot i, \text{ hvor } n > 1 \quad (\text{Burmister})$$

Dette svarer til en jordart, der er så permeabel, at der opstår turbulente strømninger.

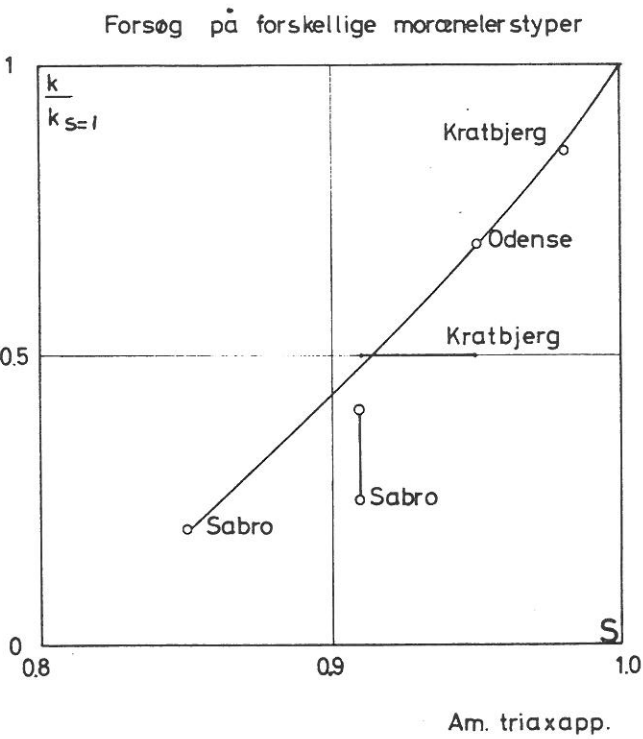
Forsøg på moræneler

I dette arbejde er ikke anvendt apparatur af en tilsvarende kvalitet som det af Hansbo benyttede. Der er anvendt apparatur, der egentlig er konstrueret til andet formål (eks. det amerikanske triaxialapparat), idet der dog er foretaget kontrolforsøg med apparaturet før anvendelse (omtalt i bind II).

For at gøre apparatets indflydelse så lille som mulig er der valgt at arbejde med meget store gradienter. Apparatets "egenpermeabilitet" tiltager nemlig hurtigt med voksende gradient.

Der er udført forsøg i et slags konsolideringsapparat, hvor ringen har harmonikastruktur, hvorved trykhovederne ikke bevæges i forhold til denne, og det derfor er muligt at opnå en tæt overgang mellem trykhoveder og ring. Forsøgene udførtes med samme areal som konsolideringsforsøgene, hvorved det er muligt at sammenligne den målte permeabilitet med den, der kan beregnes af "harmonika"-forsøget eller af et konsolideringsforsøg.

Permeabilitetskoefficientens afhængighed af
mætningsgraden



På bilag no.149 - 152 er vist et forsøg med prøveareal 38.5 cm^2 , hvor der på de enkelte belastningstrin er udført en række bestemmelser af filterhastigheden v for såvel stigende som faldende gradient. Der er anvendt et kapillarrør ca. 50 cm langt. Målingerne er foretaget på primærgrenen og aflastningsgrenen. På de første belastningstrin kan der måles en tærskelgradient; for de senere er den derimod ikke målelig. Effekten af målerøret viser sig dog ved, at de målinger, hvor i er lille, giver for lille filterhastighed. På bilag no.152 ses permeabilitetskoefficientens k 's afhængighed af spændingen. Sammenlignet med variationerne i konsolideringsforsøg forekommer denne variation at være ringe.

På bilag no.153 og 154 ses et tidligere forsøg med prøveareal 158.5 cm^2 , hvor k 's afhængighed af spændingen er undersøgt for en aflastningsgren og en genbelastningsgren. Forsøget antages at være dårligere end det før omtalte.

Størrelsen af tærskelgradienten varierer således en del fra forsøg til forsøg. De formodentlig mest vellykkede har ingen tærskelgradient. Disse forsøg har normalt et højt spændingsniveau. På bilag no.155 er vist tærskelværdiernes variation med spændingsniveauet. Det ses tydeligt, at denne afbildning blot viser, hvor godt apparatet er.

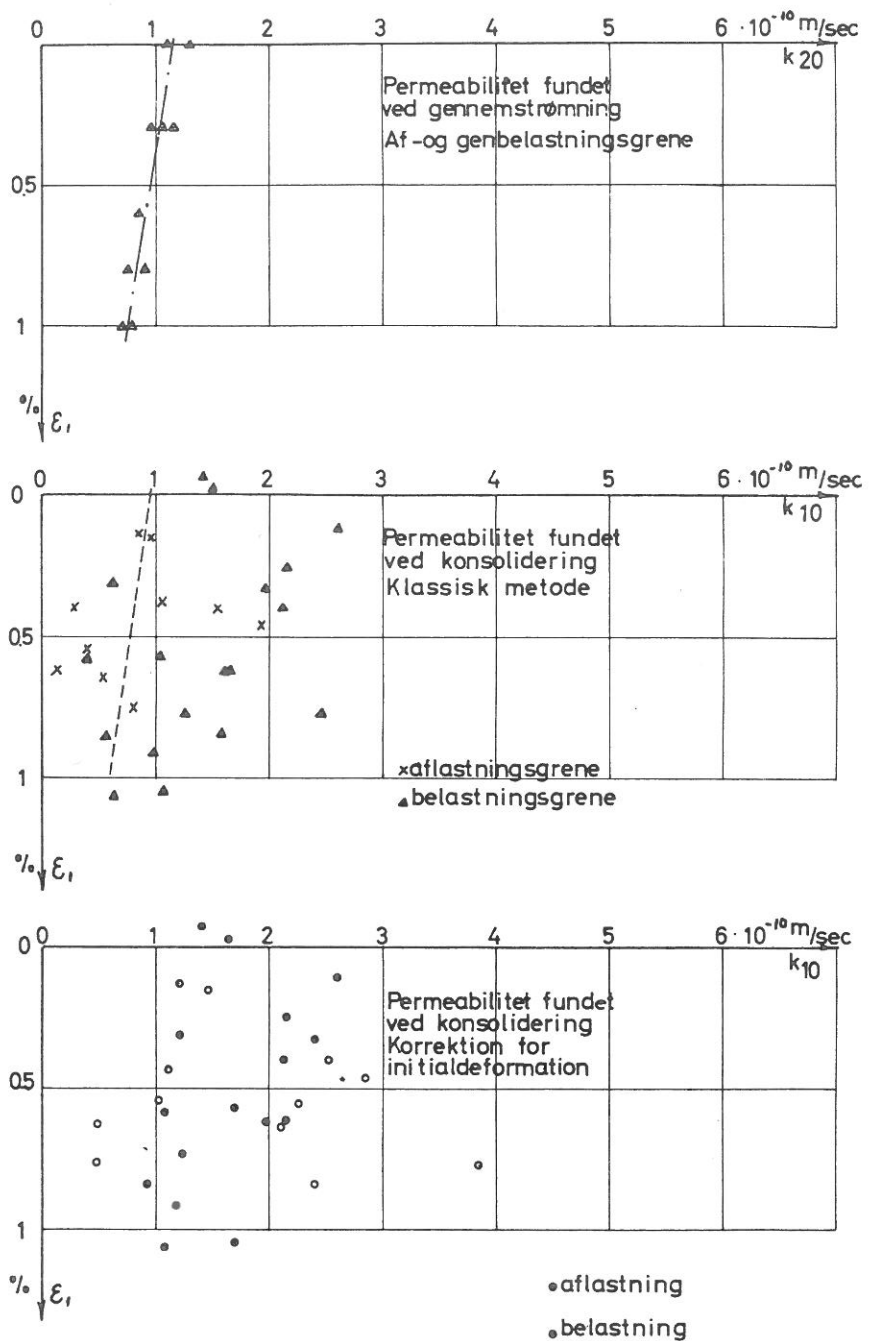
På det foreliggende grundlag er det altså ikke muligt at afvise en lille tærskelgradient, men den er da så lille, at den fejl, man begår ved at anvende Darcys lov på konsolideringsforsøg, er ubetydelig.

Antagelsen om en tærskelgradient strider iøvrigt mod det faktum, at sætningerne forløber langt hurtigere i naturen end beregnet på grundlag af laboratorieforsøg.

b. Mætningsgradens indflydelse

Med indførelsen af klumporetalsbestemmelsen kan mætningsgraden udregnes med temmelig stor præcision ($\sim 1 \%$). Der er derfor udført en række gennemstrømningsforsøg til bestemmelse af mætningsgradens indflydelse. Disse forsøg kan kun udføres i et triaxialapparat, fordi man kan gennemskylle målesystemet uden om prøven. (Teknikken er beskrevet i bind II).

Prøvens mætningsgrad bestemmes før forsøget. Efter den første serie målinger tømmes prøven for luft ved vacuum og langvarig gennemskylning af prøven, hvorunder den gennemstrømmende vandmængde er af samme størrelsesorden som porøsvandmængden. Herefter gennemføres igen



Konsolideringstorsøg (A = 158 cm²)
Parellelstrømning. Lab.no. 69

en serie målinger. Mætningsgraden efter forsøget bestemmes også ved klumporetalmetoden.

Disse forsøg er vist på bilag no.156-159. Ved disse forsøg måles temmelig stor tærskelgradient, men dette kan ikke tillægges nogen betydning, da kammertrykket er ret lavt ($\sigma_3 \sim 0.5 \text{ t/m}^2$), og de anvendte gradienter er små. ($i < 50$).

Forsøgene er udført på forskellige prøver, men giver tilsammen et godt billede af mætningsgradens indflydelse (se side 97). For et forsøg målttes ingen ændring for en variation i mætningsgrad fra 0.91 til 0.95. Dette forsøg er angivet med en vandret streg.

Det ses, at det er meget vigtigt at udføre forsøgene på friske prøver, således at mætningsgraden er så stor som mulig. Det er tidligere omtalt, at man kun sjældent har mætningsgraden 1 selv for frisk optagne morænelersprøver på grund af den ringe kapillaritet.

c. Overensstemmelse mellem gennemstrømningsforsøg og konsolideringsforsøg

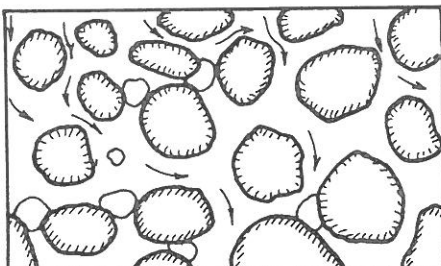
Forudsætningerne for beregningen af permeabiliteten er foruden Darcys lov retlinet sammenhæng mellem spændinger og deformationer og uelastisk poremateriale (J: vandmætning). Da forudsætningerne ikke er i orden, er det forsøgt ad forsøgsteknisk vej at kontrollere, om der er en væsentlig fejl af denne grund.

For at kunne sammenligne permeabiliteter fundet ved gennemstrømningsforsøg og konsolideringsforsøg er "harmonika"-apparatet (bind II side 12) udviklet. Med dette skulle det være muligt at udføre et almindeligt oedometerforsøg, men mellem de enkelte tidskurver indskyde en måling af permeabiliteten ved gennemstrømning. Herved kan den udregnede og den målte permeabilitet direkte sammenlignes, og det kan opklares, om der er grove fejl i målingerne.

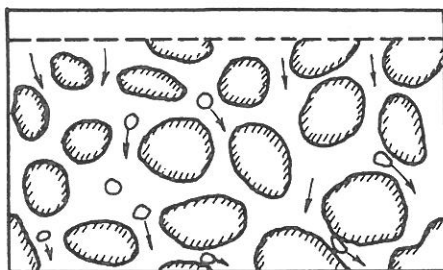
Imidlertid var apparatdeformaterne ikke under kontrol i dette apparat, og den målte permeabilitet sammenlignes derfor med et tilsvarende oedometerforsøg på samme prøve.

For en prøve med arealet 158 cm^2 og 2.5 cm højde udførtes først et konsolideringsforsøg med mange genbelastninger, og herefter udskiftedes den stive ring med "harmonika"-ringen, og det planlagte kombinerede forsøg udførtes. De målte permeabiliteter og de beregnede er sammenlignede på side 99 figur 1 og 2. Et lignende forsøg udført med lillebæltsler er til sammenligning vist på bilag no.160 (Prøveareal 38.5 cm^2).

Gennemstrømningsforsøg
Udsnit af prøve



Oedometerforsøg
Udsnit af prøve.



Der er ikke vist kontaktpunkter.

Sammenligningen viser overraskende god overensstemmelse, og der kan derfor ikke være store principielle fejl ved den almindelige metode.

Sagen er dog ikke så simpel, som det synes at fremgå af disse afbildninger, idet mætningsgradens indflydelse ikke er medregnet. For at disse forsøg skulle være konklusive, måtte prøverne være vandmættede. Og det er der ikke forsøgt, da man ikke på det tidspunkt kendte effekten af den gennemstrømmede vandmængde.

På side 97 vistes permeabilitetens afhængighed af mætningsgraden, således som det måles i et gennemstrømningsforsøg. Grunden til denne afhængighed er, at luftboblerne i porerne virker som propper, og at den gennemstrømmende vandmængde får mindre areal at strømme igennem, og at også vejlængden forøges. Dette er illustreret meget skematisk på side 101.

I begyndelsen af et belastningstrin i et oedometerforsøg vil poretrykket stige, og poreluften vil derfor blive presset sammen og delvis opløst i porevandet. Man kan derfor godt tænke sig, at porevandet strømmer over hele tværsnittet. Hertil medvirker også, at gradienterne i et konsolideringsforsøg kan blive meget store. Poreluften vil derimod bevirke, at porematerialet bliver elastisk, og det er netop en af forudsætningerne for den almindelige teori, at porevandet er usammentrykkeligt. Elasticitet i porematerialet forsinker konsolideringsprocessen, og hvis dette ikke tages i regning, beregner man derfor en for lille permeabilitet. Dette omtales nærmere side 103.

Man får altså næsten samme permeabilitet i konsolideringsapparatet og i permeabilitetsforsøg, selv om prøven ikke er helt vandmættet. Men det må skyldes, at de to virkninger, der i princippet er helt forskellige, i realiteten har den samme indflydelse.

d. Dannelse af kanaler

For moræneler er det vist, at permeabiliteten nok vokser med den gennemstrømmede vandmængde, men at dette er en følge af en gradvis vandmætning. For et forsøg med en mætningsgrad på 0.98 voksede permeabiliteten kun med ca. 10 % efter et døgn gennemskylning (bilag no 158 midterste figur).

Hvis der blev dannet kanaler, ville det iøvrigt vise sig som en skalaeffekt ved pladeforsøg, idet visse områder under en stor plade vil blive gennemstrømmet af så meget vand, at kanalerne skulle dannes med et hurtigere tidsforløb til følge. Der er imidlertid ikke målt nogen sådan effekt.

For moræneler er dannelsen af kanaler altså betydningsløs.

Et forsøg på lillebæltsler ($S \sim 1$) gav imidlertid et ganske andet billede. På bilag no.160 ses et forsøg med $\sigma_1 = 300 \text{ t/m}^2$, hvor permeabiliteten er angivet som funktion af den gennemstrømmede vandmængde. Ved konsolideringsforsøg er bevægelsen i porevandet ringe, og man måler $k = 1.8 \cdot 10^{-12} \text{ m/sek.}$ Efter nogle dages gennemstrømning er permeabiliteten $14 \cdot 10^{-12} \text{ m/sek.}$ Dette stemmer helt med Hansbo's forsøg; han opgiver 1 % gennemstrømning som det maksimale for at få overensstemmende resultater.

I dette tilfælde kan man derfor tale om dannelse af kanaler (i det bundne vand!). Disse er altså meget små.

Dette fænomen kan forklare forskellen i tidsfaktoren for lillebæltsbroens piller (~ 500) og fundamenter på moræneler (~ 100), fundet af sædvanlige konsolideringsforsøg uden korrektioner og med $H_{\text{æqv}} = D$.

Korrektion af permeabiliteten fundet i konsolideringsforsøg

Det er vist, at konsolideringsforsøg og gennemstrømningsforsøg giver overensstemmende resultater uanset manglende vandmætning. Det er også vist, hvordan permeabiliteten afhænger af mætningsgraden. Kender man derfor denne, kan kurven side 97 benyttes til en korrektion. Imidlertid må man så have en klumpporetalsbestemmelse på selve prøven før forsøg. Endvidere varierer mætningsgraden under forsøget.

I det følgende skal derfor omtales en anden korrektionsmetode, således at korrektionen alene kan foretages ud fra tidskurverne.

Manglende vandmætning giver sig udtryk i, at der på et konsolideringsforsøgs tidskurve kan måles en initialdeformation ϵ_i , der kan udgøre en stor del af den samlede deformation ϵ_c . ϵ_i svarer til, at poreluften er blevet presset sammen, og at en del af de effektive spændinger allerede er påført prøven. ϵ_i afhænger af mætningsgraden og jordens stivhed.

Denne korrektion gennemgås for det eendimensionale tilfælde, men overføres let til det nye konsolideringsapparat.

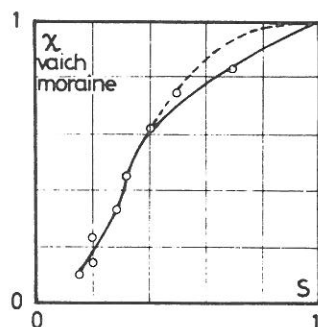
Forudsætningerne er:

1. Eendimensional strømning over tværsnittet
2. Darcys lov
3. Jorden har konstant konsolideringsmodul
4. Ingen sekundær konsolidering
5. Porestoffet (vand + luft) er elastisk
6. $\bar{\sigma} = \sigma - u$

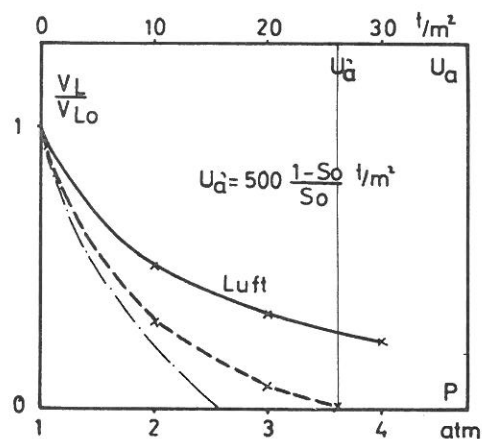
Bishops formel for spændinger
i ikke vandmættede prøver

$$\bar{\sigma} = \sigma - [U_a - \chi (U_a - U_w)]$$

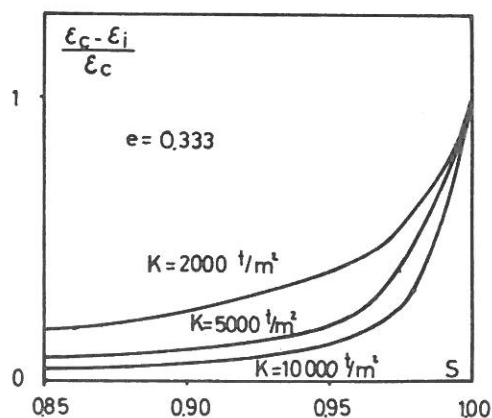
◦ forsøgsverdi



— Boyle-Mariottes lov
 - - - Boyle-Mariottes lov
 kombineret med Henrys
 lov (for et luftind-
 hold i porene på 5 %
 for $p = 1$ atm d.v.s.
 $S = 0.95$)



Teoretisk initialdeforma-
 tion i konsolideringsfor-
 søg for poretrykstilvækst
 $U_a = 10 \text{ t/L}^2$



Altså de sædvanlige forudsætninger (1 - 4) og to nye. Disse skal derfor belyses nærmere.

Antagelse no.6 er korrekt for vandmættet ler og er også nødvendig her for at gennemføre en simpel beregning.

Det ville være mere korrekt at anvende følgende sammenhæng, der er angivet af Bishop:

$$\bar{\sigma} = \sigma - [u_a - X(u_a - u_w)]$$

hvor u_a er poreluftstrykket, og u_w er porevandstrykket.

Faktoren X er 1 for mætningsgraden $S = 1$, og er ellers målt af Bishop og Blight (1963). På øverste figur side 104 er vist deres måleresultater på en moræne. Punkteret er vist en anden mulig tolkning. Antagelse no.6 er, at $X = 1$, og er altså bedst for store mætningsgrader. Mætningsgraden for de her benyttede moræner er som regel over 0.9 og ligger ellers i intervallet $0.85 < S \leq 1$.

Om luften i porevandet må endvidere forudsættes, at det følger Boyle-Mariottes lov: $p \cdot V_L = \text{konstant}$, samt at det opløses i vand efter Henrys lov: Mængden af en let opløselig luftart, som opløses i en given mængde vædske ved konstant temperatur, er direkte proportional med lufttrykket. Proportionalitetsfaktoren kaldes Henrys konstant og er for atmosfærisk luft $H = 0.02$.

For belastning vil man få en arbejdskurve for luften i vand-luft blandingen, der skyldes en sammensætning af disse to love. Herforuden burde medtages virkningen af boblernes overfladespændinger, der yderligere trækker kurven nedad (stiplet).

Anvendes disse formler, kan man udregne initialdeformationens størrelse, når man kender jordartens poretal og stivhed og mætningsgrad. Figuren nederst side 104 viser sådanne sammenhænge. Virkningen er meget betydelig selv for en mætningsgrad på 0.95 og tiltager med tiltagende stivhed af jorden.

Figur 2 side 104 viser, at man med relativ god tilnærmelse kan regne med en retlinet sammenhæng mellem poretryk og porevolumen ε_p . Man har altså

$$\varepsilon_L = \frac{1}{L} \cdot \gamma_w \cdot h \quad (1)$$

idet der ellers benyttes samme symboler som tidligere (side 67).

Betragtes et elementarelement med tykkelsen dz , fås at porevandsvolumenets (ε_p) formindskelse med tiden er lig med ændringen i gennemstrømningshastigheden gennem endefladerne:

$$\frac{\partial \varepsilon_p}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial z}$$

og ved benyttelse af Darcoys lov fås

$$\frac{\partial \varepsilon_p}{\partial t} = -k \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} \quad (2)$$

$$\text{Endvidere haves } \sigma_1 = K \cdot \varepsilon_1 + \gamma_w \cdot h; \quad (3)$$

Man har endelig en sammenhæng mellem ε_1 og ε_p :

$$\varepsilon_p = \varepsilon_1 - \varepsilon_L = \varepsilon_1 - \frac{\gamma_w \cdot h}{L} \quad (4)$$

Til tiden $t = t_0$ er $h = 0$. Af (3) fås

$$\varepsilon_0 = \frac{\sigma_1}{K}$$

Til tiden $t = 0$ har der ikke fundet nogen strømning sted, men derimod har man en initialdeformation ε_i

$$\text{af (4)} \quad \varepsilon_p = \varepsilon_1 - \varepsilon_L = \varepsilon_1 - \frac{\gamma_w \cdot h}{L} = 0;$$

$$\varepsilon_i = \frac{\gamma_w \cdot h}{L};$$

$$\text{af (3)} \quad \varepsilon_1 = \frac{\sigma_1}{K} - \frac{\gamma_w}{K} \cdot h$$

$$\text{d.v.s. } \varepsilon_i = \varepsilon_0 - \frac{L}{K} \cdot \varepsilon_i$$

$$\frac{L}{K} = \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_i}{\varepsilon_i} \quad (5)$$

Det ses heraf, at jo stivere jorden er, d.v.s. jo større K er, desto større bliver initialdeformationen i forhold til konsolideringsdeformationen (svarer til figur 3 side 104).

Differentiaalligningen for dræningens tidsforløb findes af (4), der differentieres med hensyn til t :

$$\frac{\partial \varepsilon_p}{\partial t} = \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} - \frac{\gamma_w}{L} \frac{\partial h}{\partial t}$$

af (3) fås ændringen i total spænding, der for almindelige belastningstrin er 0.

$$\frac{\partial \sigma_1}{\partial t} = K \cdot \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} + \gamma_w \frac{\partial h}{\partial t} = 0$$

nu fås af (2)

$$\frac{\partial \varepsilon_p}{\partial t} = \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} - \frac{\gamma_w}{L} \frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{\gamma_w}{K} \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{\gamma_w}{L} \frac{\partial h}{\partial t} = -\left(\frac{\gamma_w}{K} + \frac{\gamma_w}{L}\right) \frac{\partial h}{\partial t} = -k \frac{\partial^2 h}{\partial z^2};$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{k \cdot K}{\gamma_w} \left(\frac{1}{1 + K/L} \right) \frac{\partial^2 h}{\partial z^2}$$

$$\text{f (5) fås } 1 + \frac{K}{L} = 1 + \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_c - \varepsilon_i} = \frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_c - \varepsilon_i} ;$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{k \cdot K}{\gamma_w} \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_i}{\varepsilon_c} \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} ;$$

Indføres den konventionelle permeabilitet $k^k = k \cdot \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_i}{\varepsilon_c}$, ses det,

at man får den almindelige dræningsligning, idet ε_c og ε_i jo er konstanter. Dermed er løsningen af differentiaalligningen præcis den samme som tidligere. Man får altså præcis samme kurveform, blot bliver konsolideringstiden $\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_c - \varepsilon_i}$ gange længere. Den konventionelle permeabilitet k_{10} er derfor den allerede fundne, og heraf findes den korrekte permeabilitet k af

$$k^k = k_{10} \cdot \frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_c - \varepsilon_i} ;$$

et tiltalende ved denne metode består i, at det ikke er nødvendigt at måle mætningsgraden, der sikkert også varierer gennem forsøget.

Forudsætningerne varierer meget under et forsøg.

Jorden har næsten konstant konsolideringsmodul under belastning, især hvis man tager hensyn til krybningen på de enkelte trin. De enkelte genbelastningsgrene er dog mere krumme end andre. Aflastningsgrenene er derimod så krumme, at det ved udregningen af K er nødvendigt at tage hensyn til det effektive spændingsinterval (side 64).

Porevandet strømmer sikkert over hele tværsnittet i begyndelsen af tidskurven, måske undtagen for meget små spændingsændringer, men når porevandstrykket aftager, bliver luftboblerne igen så store og gradienterne så små, at boblerne atter sætter sig fast. (Har næppe meget betydning, fordi disse fænomener optræder på overgangen fra \sqrt{t} -afhængigheden til $\log t$ -afhængigheden). For aflastning er det usikkert, hvordan strømmingen foregår, fordi boblerne udvider sig.

Afhængigheden mellem porevand og volumen (forudsætning 4) er meget krum for aflastning.

Det kan derfor ikke undre, at den viste korrektion ikke er et patentmiddel til at få ens permeabiliteter udregnet fra alle tidskurver. Til illustration heraf ses på side 99 fig.3 den korrigerede permeabilitetskoefficient fra det tidligere omtalte konsolideringsforsøg med areal 158 cm² og parallelstrømning.

I det nye konsolideringsapparat er $U_i = -0.15$ som omtalt på side 183, og korrektionsfaktoren er derfor $\frac{\varepsilon_c - \varepsilon_i}{1.15 \varepsilon_c} \frac{1.15 \varepsilon_c}{\varepsilon_c - \varepsilon_i}$

I det nye konsolideringsapparat er der udvalgt en række forsøg hvorpå korrektionen er foretaget. Der er udregnet de relative spredninger på det simple middeltal. Metoden indeholder en måling mere, og dennes usikkerhed indgår i den samlede usikkerhed. N er antal bestemmelser. Enheden for k er 10^{-10} m/sek.

Jordart	Forsøg no.	n	k_{10}	s/k_{10}	k_{10}^k	s/k_{10}^k
Kratbjerg	5	21	3.54	0.36	10.52	0.295
	12	20	5.70	0.19	15.40	0.17
	15	29	2.32	0.16	5.89	0.23
Sabro	36	18	4.04	0.227	14.28	0.22
	37	24	4.35	0.19	12.60	0.20
	38	15	7.50	0.17	32.2	0.18
	39	14	15.0	0.34	63.0	0.26
	40	10	4.76	0.31	16.3	0.24
	41	18	15.20	0.13	51.1	0.14
	42	13	2.57	0.16	8.1	0.20
	43	17	8.76	0.14	40.0	0.20
Odense I	25	11	4.64	0.50	6.43	0.33
	26	36	0.81	0.05	1.41	0.05
	27	16	1.82	0.46	4.80	0.21

Der er ingen signifikant variation med poretallet. Unøjagtigheden er for stor, hvad også de relative spredninger viser.

Ønskes også en korrektion for krybning, kan kurven side 67 benyttes, idet tidskurver, hvor $(\varepsilon_c - \varepsilon_i)/\varepsilon_s < 2.5$, udelukkes. Herved formindskes den relative spredning en smule, idet de mest tvivlsomme værdier udgår. Derimod ændres permeabiliteten næsten ikke.

For de tre før omtalte Kratbjerg-forsøg fås:

	n	k_{10}	n	k_{10s}^k	s/k_{10s}^k
Forsøg no.5	21	3.54	14	6.60	0.19
no.12	20	5.70	13	12.65	0.19
no.15	29	2.32	28	7.55	0.20

Denne korrektion er ikke udført for andre forsøg, da den højst korrigerer gennemsnitsværdier med $\sim 30\%$, en i denne forbindelse betydningsløs faktor.

Sammenligning af permeabiliteter ved vandmætning fundet i konsolideringsforsøg og gennemstrømningsforsøg

Den sidste del af gennemstrømningsforsøgene i det amerikanske triaxialapparat er udført på vandmættede prøver og kan derfor tjene til kontrol af korrektionsmetoden.

Gennemstrømningsforsøgene er dog gennemført ved $\sigma_3 = 0.5 \text{ t/m}^2$, og i gennemsnit ligger konsolideringsforsøgene på ca. 10 t/m^2 . Hermed fås, at konsolideringsforsøgenes værdier skal være noget lavere end gennemstrømningsforsøgenes (ca. det halve).

I nedenstående skema er sammenlignet forsøgsværdier. For konsolideringsforsøgene er opgivet 95 % konfidensgrænser. Disse er dog ikke statistisk korrekte, fordi variationen ligger både i den målte størrelse og i målingerne. Enheden for k er 10^{-10} m/sek.

Jordart	Konsolideringsforsøg			Gennemstrømningsforsøg			
	n	k_{10}^k	95 %-s grænser	lab.no.	$\frac{\sigma_3}{\text{t/m}^2}$	k	Bemærkninger
Sabro III $e_k = 0.515$				405	0.5	28	korrektion for $S \sim 0.9$
				405 II	0.5	~ 22	
				403	0.5	80	
	125	30	25 - 35	405 II	10	15	
				405	20	18	
				405	2	18	
Kratbjerg $e_k = 0.324$				131 II	0.5	40	korrektion for $S = 0.91$
				142	0.5	23	
				131 II	0.5	20	korrektion for $S = 0.95$
	70	10	8 - 13				
Odense I $e_k = 0.306$				206	0.5	6.5	
	78	4.2	2.7 - 5.7				

Det ses, at man får god overensstemmelse mellem de forskellige måder at bestemme permeabiliteten på. Altså at korrektionen er rimelig.

For de omhandlede moræner finder man på denne måde følgende korrigerede permeabilitetskoefficienter i konsolideringsapparatet (enhed 10^{-10} m/sek.).

	Poretal e_k	k k_{10}
Sabro III	0.52	30
Odense I	0.31	4.2
II	0.25	8.2
III	0.26	7.9
IV	0.33	10
Kratbjerg	0.32	10
Carlsberg III	0.24	8.2
Rigshosp.II	0.23	34

Den simple sammenhæng mellem permeabilitet og poretal som angivet af Frank Engelund gælder kun for samme jordart, idet også kornfordeling og lerfraktionens egenskaber spiller en stor rolle. Ved sammenligning med side 23 ses det dog, at kornfordeling og lerfraktion har næsten samme indflydelse på Kratbjerg- og Sabro-morænen.

4.3 DEFORMATIONSMÅLINGER

I TRIAXIALAPPARATET

Opstilling af en deformationsmodel

Triaxialapparatet har undergået en kraftig udvikling under selve forsøgsarbejdet. Apparatets egendeformation er nedbragt til et minimum, hvorved apparatets andel i de målte deformationer er faldet fra ca. 50 % til ca. 2 % for Kratbjerg moræner. Trykhovederne er blevet omformet for at få så ensformige spændings- og deformationstilstande over prøven som muligt, også i brudtilstanden. (Fra de såkaldte ru trykhoveder til de såkaldte glatte trykhoveder). Membranerne er blevet udviklet fra de færdigfabrikerede til de direkte på prøven støbte. De fabriksfremstillede, cylindriske membraner kan kun anvendes til prøver med helt glatte cylindriske overflader og ru trykhoveder, da der ellers opstår lommer, hvis volumen ændres meget ved en ændring i kammertryk.

Der gøres nøjere rede herfor i bind II; blot skal anføres, at dette udviklingsarbejde i høj grad har vanskeliggjort en konsekvent forsøgsplan og hindret en statistisk tilfredsstillende observationsmængde.

Forsøgene er udført med henblik på:

1. at måle deformationerne under forskellige påvirkninger til brug ved en sætningsberegning,
2. at undersøge laboratorieprocedurens indflydelse på deformationsegenskaberne. Herunder indflydelsen af mange isotrope sløjfer og multiple stages-forsøg (Brud-forsøg),
3. at opstille en deformationsmodel for moræner under vilkårlig axialsymmetrisk belastning.

Deformationsmodellen er opstillet på grundlag af de almindelige triaxialforsøg. Andre forsøgstyper er imidlertid bedre egnede til at bestemme de indgående funktioner. Det er derfor muligt, at nogle af disse kan ændres noget ved yderligere forsøg. En forudsætning for at kunne anvende deformationsmodellen er et indgående kendskab til styrkeparametrene. Disse er omtalt i kap. 3.

Der er udført ialt 31 triaxialforsøg, der fordeler sig på følgende måde:

Kratbjerg:	22	forsøg
Sabro:	3	"
Carlsberg:	3	"
Odense I:	3	"

Af disse er 5 forsøg på Kratbjergmorænen udført uden "direkte" deformationsmåling. Disse vil derfor ikke blive refereret. Endnu 2 forsøg på Kratbjergmorænen er udført med ru trykhoveder. Et forsøg er udført med glatte trykhoveder og dobbelt prøvehøjde. Disse finder begrænset anvendelse.

En stor del af de resterende forsøg er udført med gode membraner og under temperaturkonstante ($\pm 0.5^\circ$) omstændigheder.

Den normale prøvestørrelse er 7 cm i diameter og 7 cm i højden.

Forsøgsantallet er temmelig ringe, men det skyldes, at det enkelte forsøg er udført med et stort antal sløjfer. Forsøgsmaterialet stammer fra forsøg udført gennem de sidste 3 år. De glatte trykhoveder har været i funktion i 2.5 år.

Foruden disse forsøg er udført ca. 15 forsøg i det normale triaxialapparat, men de har ingen interesse for studiet af morænelers deformationer.

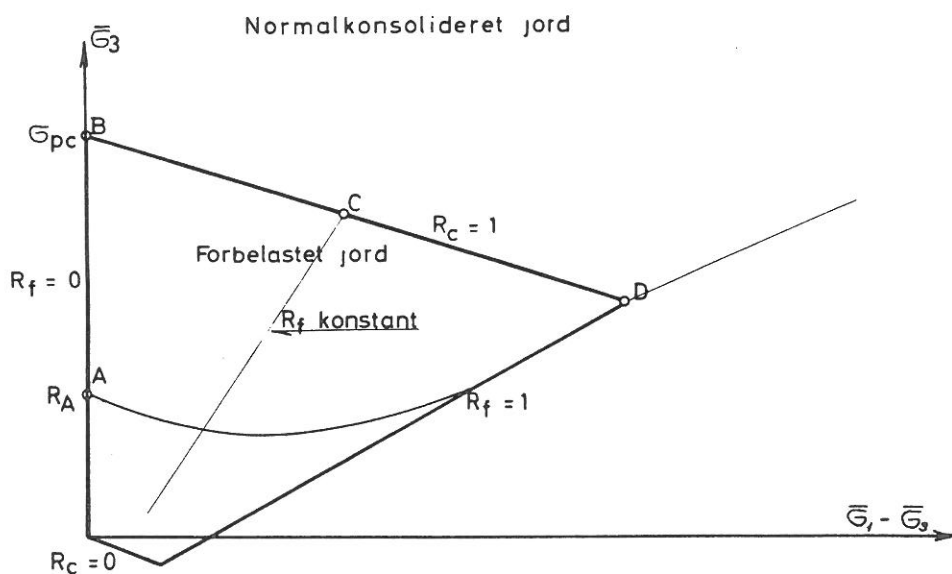
I det følgende vil der først blive opstillet en deformationsmodel, der gøres så simpel som mulig. De udførte forsøg vil blive gennemgået i to dele. De forsøg, der bestemmer de indgående konstanter og derefter de forsøg, der kontrollerer modellen.

Der tages kun hensyn til deformationer uden tidseffekt, d.v.s. helt drænedede eller helt udrænedede forsøg, og der tages ikke hensyn til krybningseffekter ("sekundær konsolidering"). Det har været for tidsrøvende en opgave at forsøge at måle krybningseffekter i laboratoriet. Kun i det isotrope tilfælde findes kurver af længere varighed.

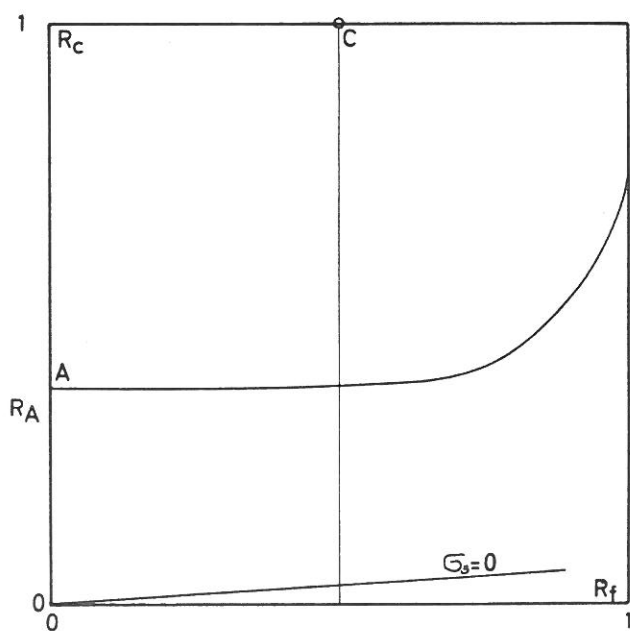
En axialsymmetrisk deformationsmodel for forbelastet ler

I det følgende vil der blive opstillet en deformationsmodel for moræneler. De indgående konstanter må være lette at bestemme ud fra de normalt anvendte forsøgstyper, for ler altså isotrop konsolidering og udrænedede forsøg ($CU_{u=0}$ -forsøg).

Styrkediagram med tilstandskoordinatsystem



Det transformerede koordinatsystem



Deformationsmodellen benyttes her kun til en beskrivelse af et triaxialforsøg, d.v.s. til beregning af isotrop belastning og aflastning og forsøg med voksende forskydningsspændinger.

Modellen tjener i første omgang til at vise, at det er muligt med tilstrækkelig gode apparater at få overensstemmende resultater af forskellige forsøgstyper.

Modellens betydning for sætningsberegninger er derimod ringe, så længe Boussinesq's trykfordeling stadig anvendes. Benyttes denne trykfordeling og de ved hjælp af modellen beregnede deformationer, fås for store sætninger (se side 169).

Grundantagelse.

Det antages, at middelspændingen i et udrænet forsøg ikke ændres, hvis jorden er normalkonsolideret, og hvis jorden er forkonsolideret da ikke for små forskydningsspændinger. Eller sagt på en anden måde, at Skemptions $A = 1/3$ for små forskydningsspændinger. (Iøvrigt den eneste overensstemmelse med elasticitetsteorien).

De bedste forsøg er Sabroforsøgene (bilag no.26 - 27), hvor deformationerne er størst. Her ses, at antagelsen er rimelig for normalkonsolideret ler.

Det er derfor naturligt for en ler at opstille simple udtryk for volumendeformationer ε_v og forskydningsdeformationer $\xi = \varepsilon_1 - \varepsilon_3$ i afhængighed af middelspændinger $\bar{\sigma}_m$ og forskydningsspændinger γ .

Grundelementer.

Der indføres for overskuelighedens skyld tre grundelementer R_a , R_c og R_f , der ligger mellem 0 og 1.

R_c er konsolideringsgraden. $R_c = \frac{\bar{\sigma}_m}{\bar{\sigma}_{pc}}$. $R_c = 1$ for normalkonsolideret ler. R_c afhænger kun af middelspændinger.

R_a er aflastningsgraden. $R_a = \frac{\bar{\sigma}_m^A}{\bar{\sigma}_{pc}}$. $R_a = 1$ for normalkonsolideret ler. R_a afhænger kun af middelspændinger.

R_f er brudgraden. $R_f = \frac{\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_3}{(\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_3)_f}$, idet $(\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_3)_f$ svarer

til samme middelspænding som $(\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_3)$. Punkt C på side 113 har således koordinaterne $(R_f, R_c) = (0.5, 1)$.

Styrkediagrammet transformeres derved over i det på side 113 viste $R_f - R_c$ -koordinatsystem, hvori beregningen af deformationsmodellen vil foregå. Punktet (1,1) svarer til Roscoe's "kritiske tilstand" (side 48), hvor de lodrette deformationer forløber uden spændings- eller volumenændringer ("lodret" tangent).

R_f .

Denne parameter afhænger af styrkeparametrene. På side 55 ses disses variation med poretalet. c_r varierer som forudsat af Hvorslev, medens φ_r ikke er helt konstant. Det antages, at tilvæksten med poretalet følger disse kurver, men der benyttes naturligvis korrekte værdier af φ_r og c_r , hvis sådanne er målt. Tilvæksten i udrænet forskydningsstyrke antages ligeledes at følge kurven på side 55.

Hvis poretalet varierer under et forsøg, ændres $R_f - R_c$ -koordinatsystemets beliggenhed i $(\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_3) - \bar{\sigma}_3$ -koordinatsystemet, men det antages ikke at ændre tilstanden i $R_f - R_c$ -koordinatsystemet. (Ingen omrøringseffekt).

De virkelige styrkeparametre afhænger foruden af poretalet også af spændingsniveauet (d.v.s. R_c). Der ses dog bort fra dette, og deformationsmodellen bør derfor ikke bruges ved for små spændingsniveauer.

R_c .

Ved beregning af R_c er det nødvendigt at kende $\bar{\sigma}_3^{pc}$. Det ses af diagrammet side 113, at kendes styrkeparametrene c_r , φ_r , c_u , kendes punkt D af linien $R_c = 1$. Det ses, at $\bar{\sigma}_3^{pc}$ kan beregnes heraf, og at den således bestemte forbelastning afhænger af poretalet.

Medens man altså normalt anser $\bar{\sigma}_{pc}$ for en fast størrelse, nemlig den forbelastning naturen har ydet, må man her for at sikre indre sammenhæng i modellen lade denne størrelse variere.

Antagelsen er naturlig: Efter et CD-forsøg, hvor vandindholdet er steget adskillige procent, kan man ikke forvente, at den forbelastning, der bestemmes ved et nyt forsøg, er nær så stor som den "naturlige" forbelastning.

R_a .

R_a ændres ikke ved belastning, da det blot er begyndelsesværdien af R_c .

I det følgende vil i konsekvens af de indførte relative spændinger (R_c og R_f) blive benyttet begreberne forskydningsforsøg og konsolideringsforsøg, hvis henholdsvis R_c og R_f holdes konstant.

1. Forskydningsforsøg. Specielt:
 1. Udrænedede forsøg på normalkonsoliderede prøver
 2. Begyndelsen af alle udrænedede prøver.
2. Konsolideringsforsøg. Specielt:
 1. Isotrop konsolidering
 2. Arealkonstant konsolidering ved store spændinger. (normalt kaldet konsolideringsforsøg).

Deformationsmodellen

Tilvæksten i deformationer kan simpelt udtrykkes ved:

$$d\mathcal{E}_v = f_1(R_c, R_f) dR_c - f_2(R_c, R_f) dR_f \quad (1)$$

$$d\mathcal{E} = g_1(R_c, R_f) dR_c + g_2(R_c, R_f) dR_f \quad (2)$$

hvor $\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_3$ og $\mathcal{E}_v = \mathcal{E}_1 + 2\mathcal{E}_3$;

I volumenændringsleddet (1) indgår et konsolideringsled f_1 og et dilatationsled f_2 . I forskydningsdeformationerne et konsolideringsled g_1 og et forskydningsled g_2 .

Funktionerne er i princippet afhængige af såvel R_c og R_f (og R_a). Forsøg viser dog, at g_2 kun afhænger af R_f .

I det følgende gennemgås de forskellige forsøgstyper med henblik på bestemmelsen af de enkelte funktioner.

Isotrop konsolidering.

$$R_f = 0; \quad d R_f = 0; \quad d \varepsilon = 0; \quad d \varepsilon_v = 3 \cdot d \varepsilon_1;$$

Betingelse 1: $g_1(R_c, 0) = 0;$

På grundlag af udførte forsøg kan $f_1(R_c, 0)$ bestemmes.

Der vælges funktionen

$$f_1(R_c, 0) = \frac{\lambda}{\sqrt{R_c^2 + B^2}}$$

*ikke strengt
nødvendigt.*

B afhænger af aflastningsgraden R_a og er 0 for $R_a = 0$ og 1.

Ved forsøg findes B, idet der ønskes anvendt hele potenser.

$$B^2 = R_a^2 (1 - R_a)^3 \cdot J.$$

J viser sig at være næsten konstant for moræner og ligger i intervallet 8 - 27. λ viser sig også at være konstant.

$$\lambda = 0.5 \%$$

For normalkonsolideret ler fås

$$d \varepsilon_v = \frac{\lambda}{R_c} d R_c \quad \text{eller} \quad \Delta \varepsilon_v = \lambda \ln R_c$$

altså den velkendte sammenhæng. Derfor er denne funktion valgt. Det er derfor måske muligt at få systemet til at gælde også her, men R_c må da kunne blive større end 1.

Arealkonstant konsolidering.

$d \varepsilon_v = d \varepsilon = d \varepsilon_1;$ $d R_f = 0$ for store spændinger. For store spændinger kan kohæsionsleddet ignoreres. Man får derfor det almindelige udtryk for hviletrykket

$$\frac{\sigma_3}{\sigma_1} = 1 - \sin \varphi$$

også for forbelastet jord.

Det kan vises at svare til

$$R_f = \frac{3 - \sin \varphi}{2(3 - 2 \sin \varphi)}$$

Da φ næsten ikke varierer, sættes $R_f = 0.65$ i dette tilfælde.

Betingelse 2: $g_1(R_c, 0.65) = f_1(R_c, 0.65)$.

På side 129 vises, at $f_1(R_c, 0.65) \approx 2/3 \cdot f_1(R_c, 0)$.
Simpleste variation er

$$f_1(R_c, R_f) = \lambda \frac{1}{\sqrt{R_c^2 + B^2}} (1 - n \cdot R_f)$$

$$g_1(R_c, R_f) = \lambda \frac{1}{\sqrt{R_c^2 + B^2}} \cdot m \cdot R_f \quad (\text{Betingelse 1})$$

$$m \cdot 0.65 = 1 - n \cdot 0.65 (= 2/3); \quad (\text{Betingelse 2})$$

Bedste værdier $R_f = 0.65$; $n = 0.51$; $m = 1.03$.

Her benyttes simplere: $R_f = 2/3$; $n = 0.5$; $m = 1$.

Rene forskydningsforsøg.

$$dR_c = 0.$$

Her: Udrænedede forsøg. $d\varepsilon_v = 0$; $d\varepsilon_1 = 2/3 d\varepsilon$;

Betingelse 3: $f_2(1, R_f) = 0$;

Grundantagelsen giver: $\frac{df_2}{dR_f} = 0$ for $R_f = 0$

For normalkonsolideret ler findes

$$\varepsilon = -\lambda \ln(1 - R_f^2)$$

Samme formel gælder for starten af alle udrænedede forsøg.

På side 131 vises, at λ er uafhængig af R_c .

$$g_2(R_c, R_f) = \frac{2 \lambda R_f}{1 - R_f^2}$$

λ er også uafhængig af jordarten. $\lambda_m = 0.52 \% \approx 0.5 \%$

Udrænedede forsøg.

$$d\varepsilon_v = 0. \quad \text{D.v.s.} \quad \frac{dR_c}{dR_f} = \frac{f_2(R_c, R_f)}{f_1(R_c, R_f)}; \quad \frac{dR_c}{dR_f} \rightarrow \infty \quad \text{for } R_f \rightarrow 1;$$

$$f_2 \rightarrow \infty \quad \text{for } R_f \rightarrow 1.$$

Betingelse 4: $f_2 (R_c, 1) = \infty$

Brudtilstanden kan dog først nås i det kritiske punkt $(R_c, R_f) = (1,1)$. I det side 113 viste tilfælde gennemløbes brud ikke under den sidste del af forsøget, men kurven nærmer sig asymptotisk til brudtilstanden.

I det kritiske punkt er dilatationen nul, d.v.s.

Betingelse 5: $f_2 (1,1) = 0$

Iøvrigt antages f_2 at indeholde g_2 på grund af lighedspunktet

$$f_2 (R_c, 1) \text{ og } g_2 (R_c, 1) = \infty$$

d.v.s.
$$f_2 = f_3 \cdot g_2$$

Det er imidlertid vanskeligt at bestemme f_3 . Her benyttes

$$f_3 = 0.5 \cdot R_f (1 - R_c)^3, \text{ der opfylder betingelse}$$

5 og 3 samt grundantagelsen.

f_3 må bestemmes ved volumenmålinger, der er relativt usikre.

Dog kan eksponenten på $(1 - R_c)$ bestemmes med relativ stor sikkerhed, idet kravet er, at spændingskurven i forsøg og model skal stemme overens. Denne eksponent har iøvrigt næsten ingen indflydelse i andre forsøgstyper.

CD-forsøget med konstant kammertryk.

Volumenmålingen kan benyttes til bestemmelse af f_3 .

Herudover må CD-forsøget betragtes som kontrolforsøg.

Deformationsmodellens endelige udseende.

Man har altså

$$d\varepsilon_v = \lambda \frac{(1 - 0.5 R_f)}{\sqrt{R_c^2 + B^2}} dR_c - \mathcal{A} \frac{R_f^2 (1 - R_c)^3}{1 - R_f^2} dR_f$$

$$d\varepsilon = \lambda \frac{R_f}{\sqrt{R_c^2 + B^2}} dR_c + 2\mathcal{A} \frac{R_f}{1 - R_f^2} dR_f$$

hvor $B^2 = R_a^2 (1 - R_a)^3 \cdot J$.

J , λ og \mathcal{A} er konstanter, der skal bestemmes; variationen fra moræneler til moræneler er kun ringe, og der kan regnes:

$$\lambda = \mathcal{A} = 0.5 \% \text{ og } J = 18.$$

Carlsberg lab.no. 507 II
Påstøbt membran.

$\sigma_1 = \sigma_3$ t/m ²	$\Delta \frac{\varepsilon_v}{\varepsilon_1}$	$\Delta \frac{\varepsilon_v}{\varepsilon_1}$
99,3	3,06	
39,3	2,46	
9,65	3,90	3,50
19,30	2,86	
39,30	3,62	
99,30	2,71	3,00
19,30	3,16	
4,83	3,32	2,97
9,65	2,83	
19,3	2,75	
39,3	3,03	
99,3	2,68	2,78
9,65	2,96	
2,41	3,54	3,23
4,83	2,87	
9,65	2,80	
19,30	2,70	
39,30	3,50	
99,30	2,26	2,81
9,65	2,96	
0,77	2,94	2,94
2,41	2,80	
4,83	2,65	
9,65	2,84	
19,30	2,78	
39,30	3,68	
99,30	2,70	2,93

Kratbjerg lab.no. 141
Meget små filtre.

$\sigma_1 = \sigma_3$ t/m ²	$\Delta \frac{\varepsilon_v}{\varepsilon_1}$
5	
10	3,02
20	3,15
40	2,88
100	2,02

ikke færdig-
konsolideret

Efter arealkonstant konsolidering
Større filtre.

1		
2,5	6,20	
5	4,52	
10	5,45	
20	3,72	
40	4,34	
100	3,84	4,40
40	2,76	
20	3,22	
10	3,66	
5	3,31	
2,5	4,26	3,51
5	3,82	
10	3,79	
38,3	3,67	
98,3	4,02	3,78

Modellen er velegnet til numerisk beregning og er derfor kodet i Gier-Algol.

Kontrollforsøg.

1. CD-forsøgs lodrette deformationer.
2. Arealkonstante konsolideringsforsøg.

Disse kan kun beregnes, hvis $\sigma_1 = \sigma_3$ i begyndelsen af en genbelastningsgren; en forudsætning, der i almindelige konsolideringsforsøg kun er opfyldt for en enkelt værdi af R_a .

Forsøgene kan med nogen usikkerhed udføres i triaxialapparatet.

Gennemgang af udførte forsøg

Forsøg til fastlæggelse af deformationsmodellen

1. Isotrop konsolidering.

Forsøget udføres ved kun at variere kammertrykket. Denne procedure indleder ethvert triaxialforsøg. For moræneleret kan forsøget udføres med et antal sløjfer, helt analogt med konsolideringsforsøget. Sådanne genbelastningssløjfer udføres normalt først i et forsøg før sløjfer med forskydningsspændinger for at undgå prøvens "memory" (herom senere).

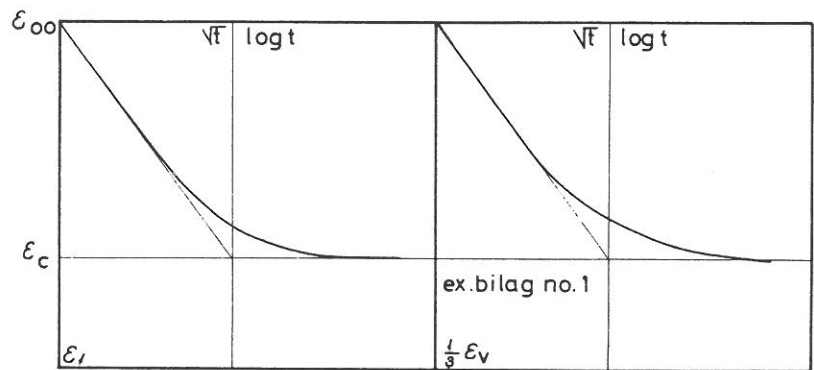
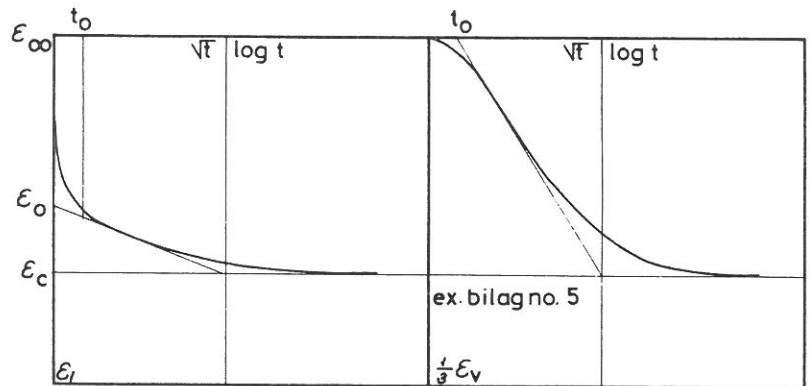
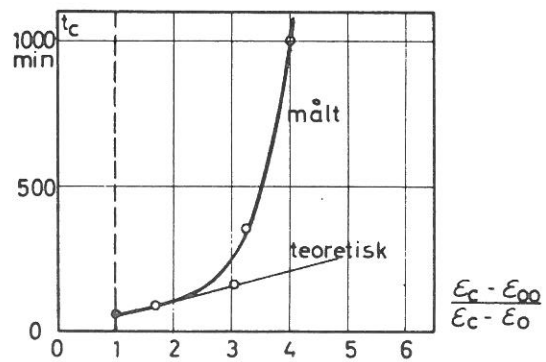
Forsøgstekniske problemer.

Ved disse forsøg spiller filtereffekten en stor rolle (der presses vand fra filter og "lommer" mellem prøve og membran ud i volumenmåleren for voksende kammertryk). For at mindske denne effekt gøres drænene så små som mulige, og membranen støbes direkte på prøven. Dræntiden afhænger af drænenes størrelse, og denne er derfor et kompromis mellem ønsket om en lille filtereffekt og en overkommelig længde af tidskurverne.

Filtereffekten medfører, at man måler forholdet mellem volumenændringer ε_v og længdeændringer ε_1 for hvert trin for stort og kun i sjældne tilfælde får et forhold på tre.

På næste side vises i en tabel, hvordan $\varepsilon_v/\varepsilon_1$ varierer for to forsøg, et med påstøbt membran (Carlsberg 507 II) og et

Isotrop konsolidering. Tidskurver

Teoretisk tidskurve for $S=1$ Teoretisk tidskurve for $S < 1$  t_c variation med mætningsgraden.

med almindelig membran (Kratbjerg 140), dels med meget små filtre og dels med normale filtre. Denne sidste prøve er gjort så cylinderformet som mulig ved at fjerne alle sten fra overfladen, medens dette slet ikke er forsøgt for Carlsberg-prøven.

Det ses, at med normale filtre og membraner ligger forholdet på over 3.5, i de øvrige tilfælde derimod omkring 3.

Det ses, at værdien af $\Delta \varepsilon_v / \Delta \varepsilon_1$ varierer en del. På nogle trin er prøven ikke færdigkonsolideret, og værdien er lille. Normalt bliver vandudpresningen dog større på de næste trin, og variationen af $\Delta \varepsilon_v / \Delta \varepsilon_1$ målt over en hel sløjfe er lille (kolonne III).

Tidskurver.

På bilag no. 161 - 166 ses nogle tidskurver for de to omtalte forsøg. Tidskurverne adskiller sig fra hinanden derved, at Carlsberg-prøven var næsten vandmættet, medens det ikke var tilfældet for Kratbjerg-prøven.

Hvis prøven ikke er vandmættet, viser ε_v -kurven ikke variationen i volumenet, men den udpressede vandmængde. Kun for 100 %-konsolidering er vandudpresningskurven et mål for volumenændringen.

Idet der på bilagene er vist ε_1 og $1/3 \varepsilon_v$, skal disse kurver være næsten ens for vandmættet ler, medens man ellers måler en lodret initialdeformation, der skyldes sammenpresning af luft samt af samme grund en forsinkelse af vandudpresningen (se også side 122).

Vandmætningens indflydelse kan altså udtrykkes som

$$\frac{\varepsilon_c - \varepsilon_{00}}{\varepsilon_c - \varepsilon_0} \cdot t_c'^s \text{ variation med denne størrelse er vist nederst}$$

side no. 122. Det blev under simplificerede omstændigheder vist for parallelstrømning i et konsolideringsforsøg, at der var proportionalitet mellem disse to størrelser. Variationen er altså her endnu større.

Da forsøgsserien blev påbegyndt, kendtes størrelsen af den effekt ikke, og mange af tidskurverne er derfor ikke lange nok.

Langvarige belastningstrin.

I det isotrope tilfælde er det forsøgt at måle den sekundære konsolidering. Disse langvarige belastningstrin er vist

på bilag no.167 -176, idet der kun er medtaget forsøg, hvor der var punkter nok til, at man kan få en ide om krybningen. Det er øjensynligt, at krybningen er meget lille, og at vibrationer influerer stærkt på målingerne. Nogle af kurverne synes at vise, at krybningen er næsten 0 i det isotrope tilfælde for genbelastning.

Sekundær konsolidering omtales iøvrigt side 147.

De lodrette deformationsmålinger.

Aflastningsgrene. For hvert forsøg fås adskillige aflastningsgrene, der burde fremstille samme kurve, da maksimumsspændingen er den samme. Der er dog en tydelig tendens til, at prøven hærder, tit endog i spring, således at der fås to forskellige sæt aflastningskurver i samme forsøg. ϵ_1 er valgt til 1 % for højeste spænding.

Belastningsgrenene afsættes udfra gennemsnitsaflastningskurven. Herved undgås at irreversible deformationer influerer på afbildningen. På bilag no.177 -181 ses af- og genbelastningsgrenene for alle de udførte forsøg.

De lodrette deformationer afhænger også af "the stress history". Har prøven været underkastet store forskydningsdeformationer som f.eks.: udrænede brudforsøg, vil prøven søge at få sin oprindelige form eller sagt på en anden måde: ved en isotrop genbelastning kan man få udvidelse i lodret retning! Da ϵ_v derimod næsten ikke ændres, kan $\Delta\epsilon_v/\Delta\epsilon_1$ blive meget stor, ja endog negativ (bilag no.180). Prøven har altså et indbygget "memory".

Dette "memory" må findes i den naturlige aflejring, men ødelægges ved prøveoptagning og primærbelastning i laboratoriet, hvorved de lodrette konsolideringsdeformationer måles for store her.

At "memory"et også findes efter arealkonstant konsolidering, kan ses på side 120. Her er $\Delta\epsilon_v/\Delta\epsilon_1 = 4.40$ for første genbelastning, på de senere sløjfer ~ 3.6 (filtereffekt). (Se også bilag no.180).

Bestemmelse af λ og J .

På side 117 er vist, at de isotrope deformationer kan udtrykkes ved:

$$d\epsilon_v = 3 \cdot d\epsilon_1 = \frac{\lambda}{\sqrt{R_c^2 + B^2}} dR_c$$

Isotrope aflastningsgren. Bestemmelse af J.

$$J = (1 - R_a)^{-3} \left[\left(\exp(2,3/\lambda' \times (\epsilon_1 - \lambda' \log(\frac{1}{2} R_a))) - 1 \right)^2 - 1 \right].$$

Carlsberg 507 I		
$\lambda' = .385 \%$ $\sigma_{\max} = 99,3 \text{ t/m}^2$		
σ_a t/m ²	ϵ_1 -%	J
39,3	0,086	10
9,65	0,246	17
19,3	0,163	14
4,83	0,366	14
9,65	0,247	17
2,41	0,460	18
0,63	0,695	15
9,65	0,232	22
2,41	0,435	27
9,65	0,228	23
0,77	0,560	64

230
19.1
12.2
14.3
18.8
18.5
14.3
24
27
25.5
64

Odense 208		
$\lambda' = .385 \%$ $\sigma_{\max} = 99,3 \text{ t/m}^2$		
σ_a t/m ²	ϵ_1 -%	J
19,3	0,118	30
39,3	0,039	39
9,65	0,211	18
19,3	0,098	41
4,83	0,342	20
9,65	0,198	37
2,32	0,462	20
9,65	0,185	43
0,97	0,567	48

37
60
33
50

Kratbjerg 131		
$\lambda' = .385 \%$ $\sigma_{\max} = 99,3 \text{ t/m}^2$		
σ_a t/m ²	ϵ_1 -%	J
39,3	0,071	20
9,65	0,282	9
39,3	0,081	16
9,65	0,289	8
19,3	0,161	13
4,83	0,376	12
9,65	0,259	14
0,97	0,628	14
39,3	0,071	20
9,7	0,243	18

32
10.2/
25.8

Carlsberg 507 II		
$\lambda' = .385 \%$ $\sigma_{\max} = 99,3 \text{ t/m}^2$		
σ_a t/m ²	ϵ_1 -%	J
39,3	0,075	19
9,65	0,244	18
19,3	0,150	18
4,83	0,342	18
9,65	0,239	19
2,41	0,472	15
9,65	0,205	33
0,77	0,608	33
19,3	0,109	34
4,83	0,315	39

Odense		
$\lambda' = .5 \%$ $\sigma_{\max} = 99,3 \text{ t/m}^2$		
σ_a t/m ²	ϵ_1 -%	J
19,3	0,158	28
4,83	0,429	25
9,65	0,237	46

Kratbjerg 143		
$\lambda' = .385 \%$ $\sigma_{\max} = 99,3 \text{ t/m}^2$		
σ_a t/m ²	ϵ_1 -%	J
39,3	0,074	18
9,65	0,202	35
19,3	0,142	20
4,83	0,282	52
12,65	0,150	43
0,60	0,440	540

Sabro 405 - 406		
$\lambda' = .385 \%$ $\sigma_{\max} = 9,7 \text{ t/m}^2$		
σ_a t/m ²	ϵ_1 -%	J
4,83	0,040	29
2,41	0,120	18
0,87	0,194	223
4,7	0,035	32
2,2	0,102	28
4,7	0,040	29
2,2	0,118	21

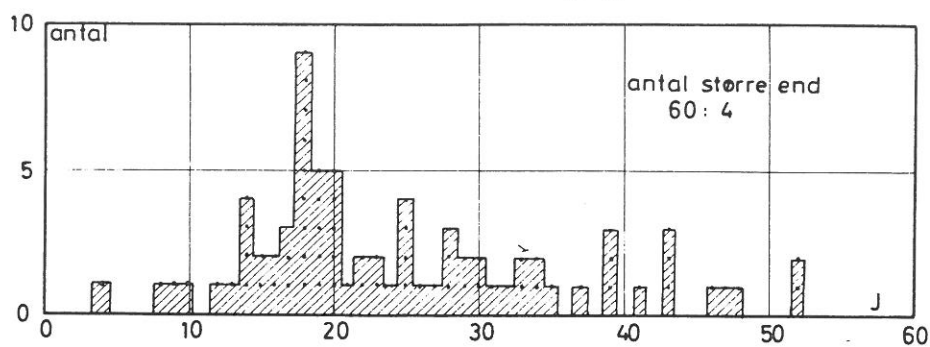
Kratbjerg 141		
$\lambda' = .385 \%$ $\sigma_{\max} = 100 \text{ t/m}^2$		
σ_a t/m ²	ϵ_1 -%	J
40	0,071	19
5	0,304	34
40	0,063	23
5	0,286	43
40	0,066	16
20	0,128	17
5	0,316	19
40	0,059	25
40	0,059	25
10	0,177	47

Carlsberg 509		
$\lambda' = .385 \%$ $\sigma_{\max} = 99,3 \text{ t/m}^2$		
σ_a t/m ²	ϵ_1 -%	J
39,3	0,064	24
9,65	0,249	18
19,3	0,126	26
4,83	0,298	39
19,3	0,128	25
2,41	0,360	76
9,65	0,174	52
0,97	0,576	30
19,3	0,121	28
5,03	0,309	31

Kratbjerg 140		
$\lambda' = .385 \%$ $\sigma_{\max} = 100 \text{ t/m}^2$		
σ_a t/m ²	ϵ_1 -%	J
40	0,065	22
10	0,206	4
1	0,487	19

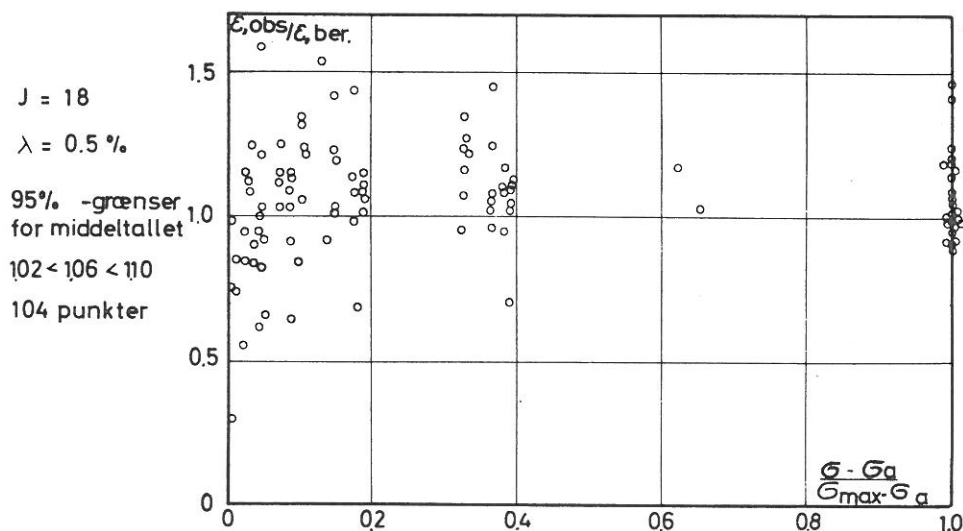
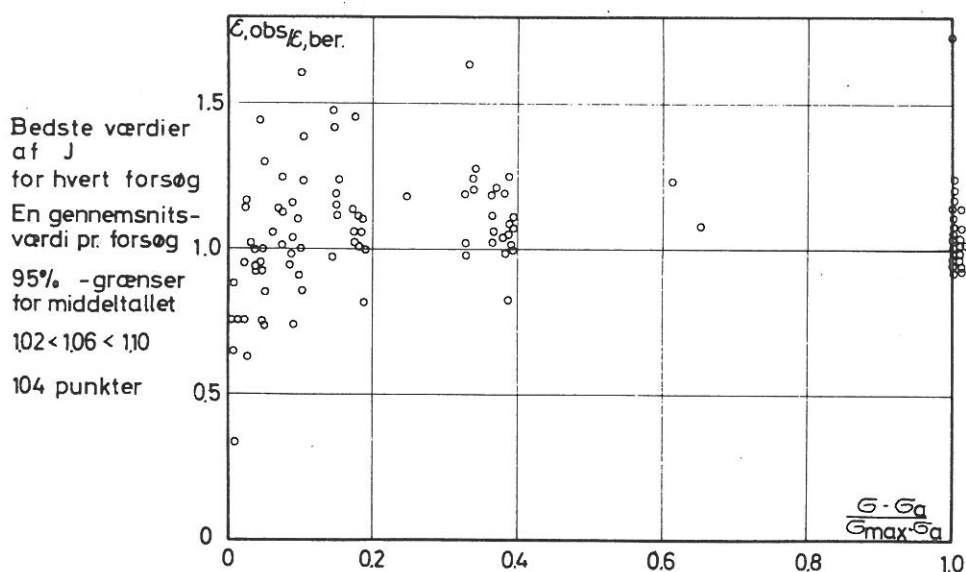
10.8.76

J bestemt af aflastningsgrene



Belastningsgrene

Sammenligning mellem forsøg og beregning



For $R_c \gg B$ er kurven retlinet i logaritmisk afbildning med dekadehældningen λ' (bilag no.177 -181). λ' ses at være næsten uafhængig af R_a . Ved forsøg kan B findes for hver kurve og udtrykkes som funktion af R_a , og man får $B^2 = R_a^2 (1 - R_a)^3 \cdot J$, hvor J er en konstant.

Ved integration findes

$$\Delta \varepsilon_v = \lambda \ln (R_c + \sqrt{R_c^2 + B^2}) \div \lambda \ln (R_a + \sqrt{R_a^2 + B^2})$$

eller $\Delta \varepsilon_1 = \lambda' \log (R_c + \sqrt{R_c^2 + B^2})$, hvor $\lambda' = \frac{2.3 \times \lambda}{3}$

Formlen viser sig også at dække aflastningsgrenene, hvor $R_c = R_a$!

λ' bestemmes af belastningsgrenene ved at finde disses fælles asymptotenhældning.

J findes lettest ved hjælp af aflastningsgrenene, idet der kan udregnes een værdi pr.belastningstrin. På bilag no.182 ses en aflastningsgren med påskrevne værdier af J. Det ses, at J er meget følsom over for små afvigelser i deformationsmålinger, og der fås derfor en tilsvarende stor variation i J.

På side 125 ses alle bestemmelserne af J.

J påvirkes af hærkning af prøven (Carlsberg 507 I og II), eller af at prøven ikke er færdigkonsolideret. Herved bliver J specielt stor for små spændingsniveauer, hvor konsolideringstiden er længst.

På side 126 er vist et histogram over J. Der er et tydeligt maksimum ved 18, der med de ensidige påvirkninger in mente, må betragtes som en god gennemsnitsværdi for hele materialet.

λ' er fundet til 0.385 %, undtagen i et tilfælde. Andres værdien her til 0.385 %, bliver J-værdierne næsten halveret. Herved fås $\lambda = \frac{3}{2.3} \cdot 0.385 \% = 0.50 \%$.

Med det foreliggende materiale kan man ikke skelne forskellige værdier for de forskellige jordarter!

λ' -værdien er altså fundet som belastningsgrenenes asymptotenhældning, og J-værdierne er fundet af aflastningsgrenene. Udregnes deformationerne for belastningsgrenene, fås derfor en kontrol på, om den samme formel kan anvendes, både til belastning og aflastning.

For hvert forsøg findes bedste værdi af J og der udregnes kurver svarende til hvert forsøg. Herved kan udregnes forholdet mellem beregnede og observerede deformationer. Det samme kan gøres for $J = 18$.

På bilag 216-222 ses disse kurver optegnet sammen med for-

søgsresultaterne. Dette er vist grafisk side 126, hvor forholdet mellem forsøg og beregnede værdier er afsat i forhold til $\frac{\sigma - \sigma_a}{\sigma_{\max} - \sigma_a}$, hvorved hver sløjfes spændingsinterval går fra 0 til 1. Det ses at være lige så rimeligt at antage $J = 18$ for alle forsøg som at J varierer fra forsøg til forsøg. At midelværdien ligger så nær 1 viser, at formlen med god tilnærmelse dækker både aflastning og belastning.

Forsøgsspredningen ses at være så stor, at man ikke kan skelne en systematisk afvigelse af kurveformen.

2. Arealkonstant konsolidering.

For store spændinger antages, at $d R_f = 0$ svarende til en konstant "hviletryksskoefficient".

Man kan derved bestemme værdien af $f_1 (R_c, R_f)$ for yderligere en værdi af R_f , nemlig 0.65, foruden $R_f = 0$ (side 117).

Man sammenligner volumenudpresningen ved isotrop konsolidering (bestemt som $3 \cdot \epsilon_1^{\text{iso}}$) med volumenudpresning ved alm. konsolideringsforsøg (bestemt som ϵ_1^{kons}). Der ses her bort fra, at friktionen mellem prøve og ring påvirker målingen ved høje spændinger. En anden vanskelighed består i at finde R_a , idet man må skønne spændingsforholdene ved genbelastningsgrenens start. Her regnes simpelt med isotrop spændingstilstand, selv om målinger af Brooker tydeligt viser, at de vandrette spændinger er større end de lodrette på aflastningsgrenene for små værdier af R_a . Forskellen i de to antagelser er iøvrigt meget lille for de anvendte forsøg.

Deformationsmodellen giver iøvrigt følgende sammenhæng mellem den isotrope forbelastning $\sigma_{\max}^{\text{iso}}$ og den arealkonstante forbelastning $\sigma_{\max}^{\Delta=0}$.

$$\sigma_{\max}^{\text{iso}} = \left(1 - \frac{2/3 K_0}{1/3 + 1/2 K_0}\right) \sigma_{\max}^{\Delta=0} \approx 0.64 \sigma_{\max}^{\Delta=0} \text{ for } \varphi = 32.5^\circ.$$

De målte deformationer (ϵ_1^{kons}) findes som middeltal af observationer fra ens udførte sløjfer på samme jord. De beregnede deformationer (ϵ_1^{iso}) findes ved at benytte de bedste værdier af λ og J .

Man får herved følgende værdier, idet Δ markerer, at der sammenlignes tillægsdeformationerne for selve trinnet.

$\Delta \epsilon_v^{\text{kons}} : \Delta \epsilon_v^{\text{iso}}$ for store spændinger

	σ_A t/m ²	trediehøjeste belastnings- trin	næsthøjeste belastnings- trin	højeste belastnings- trin
Kratbjerg	1.0	0.65	0.72	0.96
	1.5		0.64	0.75
	2.1	0.57	0.64	0.75
	4.1	0.61	0.60	0.69
Carlsberg III	1.0	0.68	0.53	0.65
	2.1		0.59	0.69
	4.1	0.59	0.59	0.59
	7.8		0.59	0.59
Odense I	0.5	0.75	0.81	0.76
	1.5		0.66	0.69
	4.1	0.71	0.69	0.76

Carlsberg-forsøgene må antages at være de mest vellykkede. Forholdet ses iøvrigt at antage voksende værdier for voksende spændinger for Kratbjerg-morænen og for aftagende σ_A^{kons} .

Her regnes blot med middeltallet, der giver: $\frac{\Delta \epsilon_v^{\text{kons}}}{\Delta \epsilon_v^{\text{iso}}} = 0.67 \sim 2/3$.

Konsolideringsforsøget omtales også under kontrolforsøg.

3. Udrænede forsøg.

De udrænede deformationer måles ved de såkaldte $CU_{u=0}$ -forsøg. Disse forsøg udføres med konstant hastighed og temmelig langsomt, idet de meget små volumenændringer, der dirigerer kammertrykket, skal foregå drænet.

Forsøget adskiller sig derved fra de simple trykforsøg, der foregår så hurtigt som muligt.

Forsøgstekniske problemer.

Ved den langsomme hastighed kan ujævnheder i endefladerne betyde omløjninger af vandet i enderne af prøven, hvad der nedsætter styrken noget. Udføres flere brudforsøg med samme prøve, ligger den første brudværdi relativt lavt. Herefter fås over-

ensstemmende resultater, idet ujævnhederne nu er udjævnet.

Mellem hvert brudforsøg udføres en isotrop belastning og aflastning, og det viser sig, at deformationerne i et brudforsøg ikke påvirkes af tidligere brudforsøg med prøven, altså at et eventuelt "memory" er ødelagt af den isotrope sløjfe.

Forsøgsoversigt.

Der refereres i det følgende ialt 35 belastningskurver fra 15 prøver.

Sabro:	8 grene i 2 forsøg
Odense:	6 grene i 3 forsøg
Kratbjerg:	15 grene i 8 forsøg
Carlsberg:	6 grene i 2 forsøg

Af disse forsøg findes 4 grene med store deformationer (8.5 - 17 %). Resten af forsøgene er afsluttet med under 4% deformation. For at kunne finde disse forsøgs brudværdier er det derfor nødvendigt at benytte kurveformen for de 4 forsøg med store deformationer.

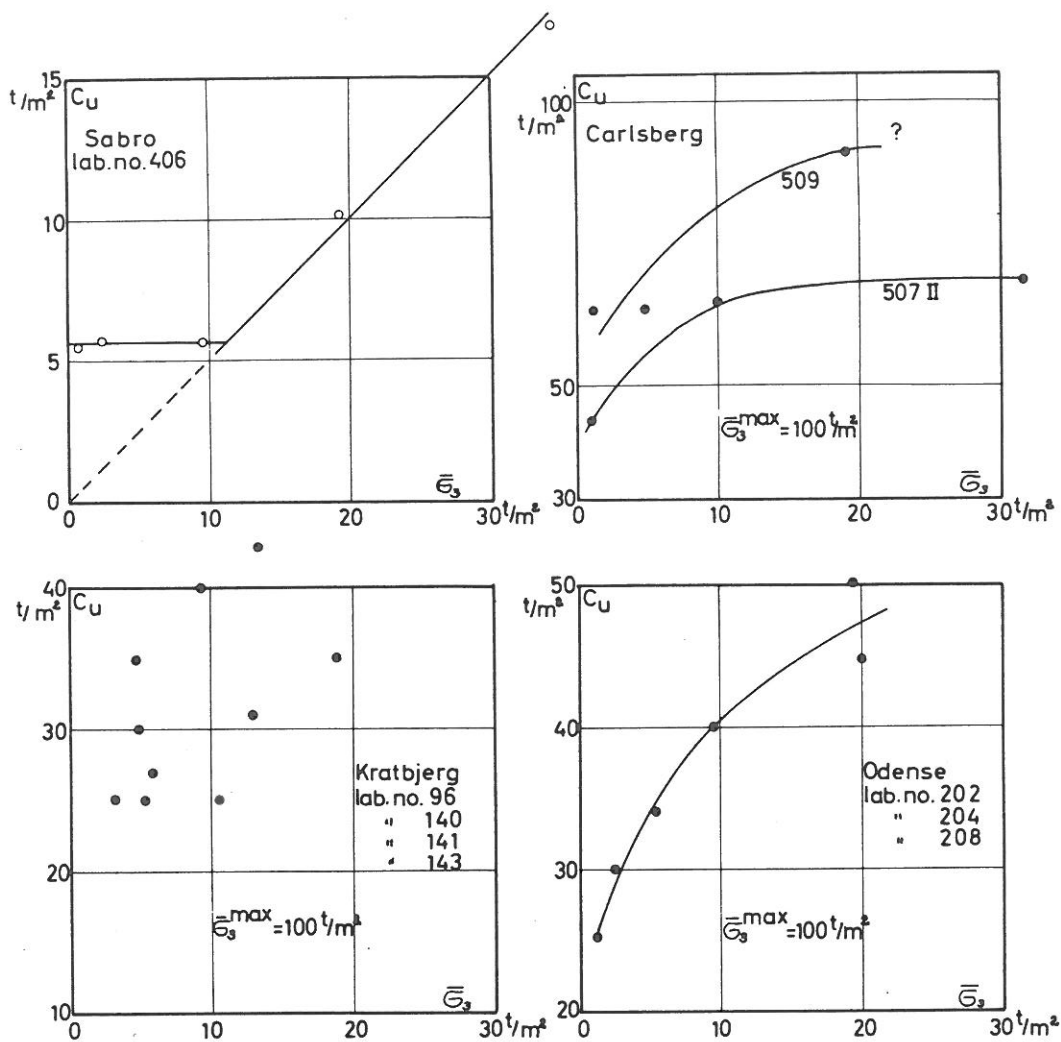
Forsøgernes spændingsvariationer findes på bilag 26 - 37. I den sidste del af forsøget, hvor σ_3 vokser, nærmer prøven sig brudtilstanden asymptotisk.

Udrænedede forsøg på normalkonsoliderede prøver.

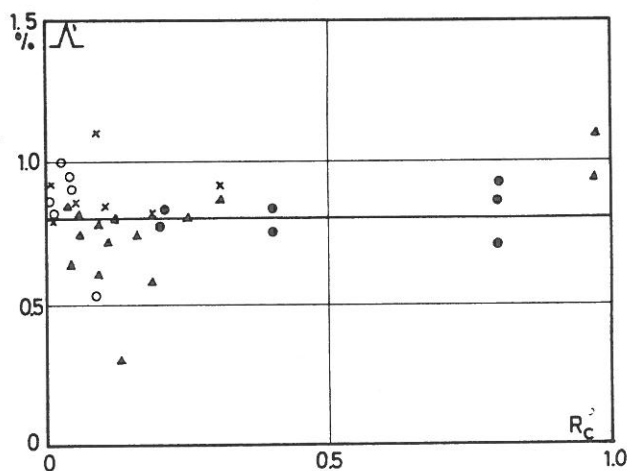
Sådanne forsøg er udført på Sabro- og Kratbjerg-morænen. På bilag no.26 og 27 er spændingskurverne vist. Det ses, at disse kurver krummer mere, jo højere kammertrykket er. Denne krumning må betragtes som et udtryk for svækkelse af prøven ved belastning ud over forbelastningsspændingen. Et forsøg med middelspændingen netop lig med forbelastningsmiddelspændingen antages at have retlinet spændingsvariation.

Forsøg med prøver, der netop er normalkonsoliderede, er vist på bilag no.183-187. ϵ_1 er ordinat, $\log(1 - R_f^2)$ er abs-
cisse. Der måles $\lambda'_m = 0.91$ %.

Belastes prøverne ud over forbelastningen, og udføres forsøg uden den nødvendige ældning af prøven, fås for store deformationer. Der er på bilag no.184-187 vist sådanne kurver. For Sabro-morænen måles $\lambda'_m = 1.04$ %, Kratbjerg-morænen's deformationskurve har alt for store deformationer, og disse følger ikke de normale love. Prøverne kaldes her overbelastede.

Udrænedede forsøg. $CU_{U=0}$ -forsøg. Udrænedede forskydningsstyrkerBestemmelse af Δ

- Sabro
- × Carlsberg
- Odense
- ▲ Kratbjerg



Idet brudværdien findes ved at forlange, at kurven skal slutte retlinet, er kontrollen på den anvendte funktions rimelighed, at linien går gennem ($R_f = 0, \mathcal{E}_1 = 0$). Dette krav har givet eksponenten 2 på R_f .

I dette tilfælde er $R_f = \frac{\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_3}{(\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_3)_f}$, hvor $(\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_3)_f$ er konstant.

Idet $d\mathcal{E}_v = 0$, er $d\mathcal{E} = \frac{3}{2} d\mathcal{E}_1$ og dermed fås:

$$\mathcal{A}_n = \frac{3}{2} \cdot 0.91 / 2.3 = 0.60 \%$$

som bedste værdi af \mathcal{A} for normalkonsolideret moræneler.

Udrænede forsøg på forbelastede prøver.

Af disse forsøg kan man foruden c_r og φ_r også finde c_u . Når dette ikke er omtalt i kap.III, skyldes det, at disse forsøg ikke er udført som egentlige brudforsøg, og man derfor ikke har påført prøven tilpas store deformationer.

Med kendskab til deformationerne er det derimod muligt at finde en brudværdi. Der er udført 4 forsøg med store deformationer. En rimelig og simpel antagelse er

$$\mathcal{E}_f = -k_1 \cdot \log(1 - R_f).$$

På bilag no.188 - 189 ses to af disse forsøg. Ved hjælp af denne funktion findes brudværdien i de øvrige forsøg. Ekstrapolationen bliver temmelig sikker, selv om prøven kun har fået to procents deformation i lodret retning. De fundne udrænede forskydningsstyrker ses på side 131.

(Man kunne anvende deformationsmodellen til at finde brud, men denne formel er for kompliceret til dette brug).

I Sabro- og Carlsberg-forsøgene fås værdier, der støtter med de målte vingestyrker og forskydningsstyrkerne målt ved simple trykforsøg. De anvendte laboratorieforbelastninger må derfor antages at være korrekte eller en smule under den naturlige forbelastning.

Man kommer derimod til det nedslående resultat, at forbelastningerne har været alt for store i Odense- og Kratbjerg-forsøgene. Der er herefter udført yderligere et forsøg på Kratbjerg-moræneleret med laboratorieforbelastningen 40 t/m^2 . Man fik $c_u = 17 \text{ t/m}^2$ for $\bar{\sigma}_3 = 5 \text{ t/m}^2$ og $c_u = 22.5 \text{ t/m}^2$ for $\bar{\sigma}_3 = 37-39 \text{ t/m}^2$, altså i overensstemmelse med vingeforsøgene.

Nogle af forsøgene er altså blevet overbelastede og derfor gælder grundantagelsen side 114 ikke for store værdier af R_f og R_c . $d(\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_3) / d\bar{\sigma}_3 = -3$ for små værdier af R_f , men bliver mindre for større værdier af R_f . Deformationsmodellen giver derfor ikke resultater, der stemmer helt med forsøgene, når R_f er nær 1. Normalt er R_c lille (< 0.2), og man kan derfor se bort fra denne fejl.

Kender man de effektive styrkeparametre, kendes den værdi af $\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_3$, der svarer til brud ved samme effektive middelspænding som i forsøgets begyndelse. Herefter kan arbejdskurverne optegnes til bestemmelse af \mathcal{A}' (\mathcal{E}_1 mod $\log(1 - R_f^2)$). På bilag no. 190-205 ses disse kurver. Kurven krummer svarende til en tilvækst i middelspænding og brudspænding. Begyndelsestangenten bestemmes dog let og giver \mathcal{A}' .

De således bestemte værdier er afsat på side 131 nederst i afhængighed af R_c . Det ses, at \mathcal{A}' ikke på det foreliggende grundlag kan siges at variere med R_c . Kasseret det enlige punkt med $\mathcal{A}' = 0.30\%$, kan man ikke skelne middelværdierne for de fire jordarter fra hinanden på 95 % signifikansniveauet. \mathcal{A}' antages derfor konstant (uafhængig af jordart og konsolideringsgrad) og lig med middeltallet $0.794\% \sim 0.80\%$.

$$\mathcal{A} = \frac{3}{2} \cdot 0.80 \cdot \frac{1}{2.3} = 0.52\%$$

Det ses, at $\lambda \approx \mathcal{A} \approx 0.5\%$.

På bilag no. 229-233 ses en række karakteristiske eksempler på udrænede forsøg på forbelastede jordarter. Der er i nogle tilfælde indlagt deformationsmodellens resultater. For små begyndelsesspændinger giver modellen negative værdier af σ_3 på grund af antagelsen om, at de virkelige styrkeparametre er uafhængige af spændingsniveauet, altså at brudbetingelsen for et udrænet forsøg kan fremstilles ved en retlinet sammenhæng mellem $(\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_3)_f$ og $\bar{\sigma}_3$.

Kontrollforsøg

Konsolideringsforsøg.

Konsolideringsforsøget er allerede benyttet i en vis udstrækning til fastlæggelse af deformationsmodellen, idet forholdet mellem isotrope og arealkonstante deformationer ved høje spændinger er benyttet.

Kontrollen består altså i at måle spændingerne og deformationerne ved små spændinger.

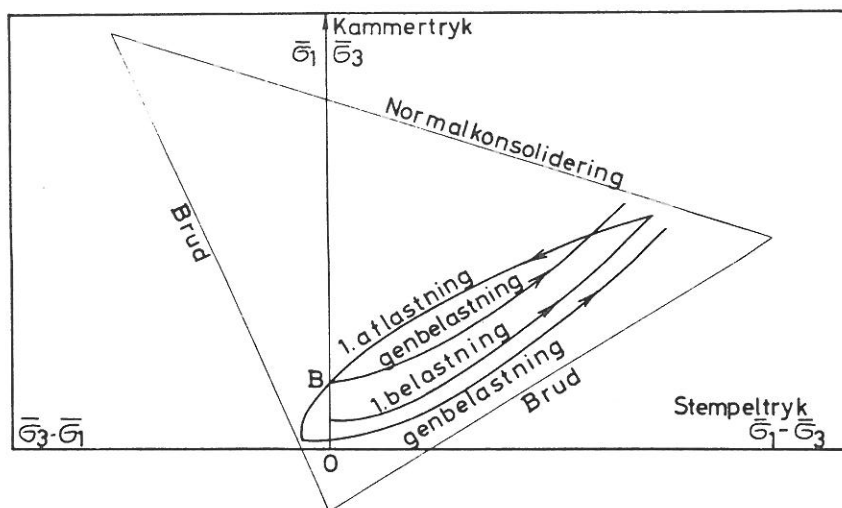
Den bedste måde at finde spændingerne på er at udføre forsøget i triaxialapparatet. Det er dog temmelig svært, fordi deformationerne er små, og det er disse, der skal styre spændingerne. Imidlertid undgås alle former for friktion. Man indfører dog en ny fejlkilde, nemlig membran- og filtereffekter, der indvirker på volumenmålingen, og derigennem på deformationerne, der måles for store ved store spændinger.

Konsolideringsforsøget udføres lettest med konstant og meget ringe hastighed, og kammertrykket dirigeres således, at $\epsilon_1 = \epsilon_v$. Der skal dog oparbejdes et vist overtryk i porerne, der giver sig udtryk i, at σ_3 vokser for meget i forsøgets begyndelse og i, at deformationerne i begyndelsen er alt for små (vandret tangent). Et sådant forsøg er vist på bilag no.206.

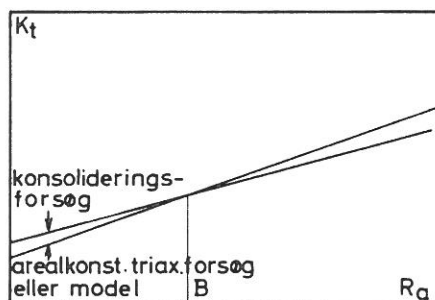
Det er også søgt at udføre forsøg ved at påføre belastningen trinvis. I begyndelsen ved at gætte kammertryk og stempeltryk og ud fra deformationsmålingerne gætte igen, således at man i det lange løb fik $\epsilon_1 \sim \epsilon_v$. Hertil kræves naturligvis mange og små trin (bilag no.206 - 209).

Bedre er det at efterligne spændingsforholdene i et almindeligt konsolideringsapparat. Ved belastningstrinets begyndelse øges σ_1 alene ved at øge kammertrykket, svarende til at de effektive spændinger i en vandmættet prøve ikke ændres øjeblikkelig, men at de neutrale spændinger netop øges med σ_1^s tilvækst. Herved fås en dræning, hvor $\epsilon_v = 3 \times \epsilon_1$. For at få $\epsilon_v = \epsilon_1$, nedsættes kammertrykket, og stempeltrykket øges, således at σ_1 er konstant. På denne måde er det endog muligt at opnå sandsynlige tidskurver. På bilag no.211 og 212 er der vist sådanne to sæt tidskurver, hvor såvel σ_3 og $\sigma_1 - \sigma_3$ som ϵ_1 og ϵ_v er afsat. På grund af omfangsdrænene bliver trine lange og forsøget meget tidsrøvende (1 trin pr.dag). På bilag no.210 er vist det eneste forsøg, der er udført på denne måde, idet der dog kun er medtaget de sidste 14 trin, der er vellykkede. På denne måde er det endog muligt at tillægge aflastningsgrenene nogen værdi. Forsøget hæmmes af, at man på det tidspunkt endnu ikke kunne udføre triaxialforsøget med stempeltræk, men det ses af aflastningskurverne, at man i et konsolideringsforsøg og dermed også i naturen må have de største spændinger i vandret retning, hvis aflastningsgraden er tilstrækkelig lille ($R_a \lesssim 0.1$).

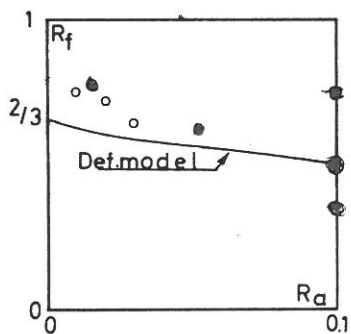
Spændingsvariationer i et konsolideringsforsøg



K_t måles forskelligt i et almindeligt konsolideringsforsøg og i et triaxialforsøg med isotrop begyndelsestilstand



Asymptoteværdien af R_t
Målt og beregnet
Kratbjerg 140
se bilag 227-228



Brooker har udført specielle konsolideringsforsøg med målinger af ringspændingen og finder, at for meget små værdier af R_a er prøven endog i brudtilstand med ringspændingen som største hovedspænding.

Det må derfor antages, at spændingsvariationen ved genbelastning og aflastning ser ud som vist på figuren side no.135 øverst. Kun for en enkelt værdi af R_a vil de almindelige konsolideringsforsøg have en isotrop spændingstilstand ved en genbelastningsgrens begyndelse, og kun i dette tilfælde vil en sammenligning mellem deformationsmodel eller triaxialt udført forsøg og et almindeligt konsolideringsforsøg være af primær interesse. For mindre værdier af R_a vil middelspændingen være højest i det almindelige konsolideringsforsøg. Afbildes begyndelsestangenten K_t som funktion af R_a , vil man forvente at få den på mellemste figur side no.135 viste afvigelse.

Under genbelastningen falder forholdet mellem ringspænding og lodret spænding, indtil "hviletrykskoefficienten" nås. For store spændinger, hvor kohæsionens indflydelse på brudværdien er ringe, nærmer R_f sig herved til en grænseværdi R_f^0 . På side no.118 antages, at $R_f^0 \sim 2/3$. I skemaet side no.137 er vist resultaterne af arealkonstante konsolideringsforsøg i triaxialapparatet.

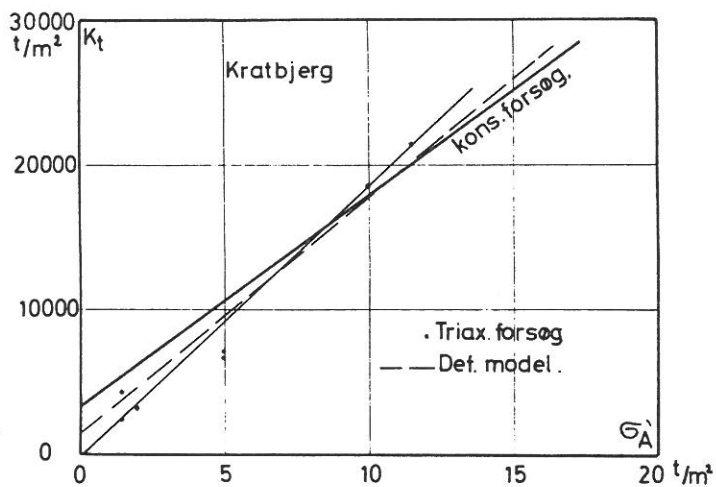
Det ses, at R_f^0 varierer med R_a . Deformationsmodellen giver samme variation. Se nederste figur side no.135. Den målte værdi af R_f^0 påvirkes stærkt af membran- og filtereffekter, der gør denne værdi for stor. Den i deformationsmodellen forudsatte værdi ændres derfor ikke.

Begyndelsesdeformationerne udtrykkes ved begyndelsestangentmodulen K_t . De i triaxialforsøgene fundne værdier er angivet i skemaet side no.137. Disse værdier kan sammenlignes med konsolideringsforsøgene. På figuren side no.137 er Kratbjerg-forsøgene vist; resultatet stemmer meget godt med de tidligere betragtninger (midterste figur side no.135).

På bilag no.223-226 er vist deformationsmodellens kurver for Sabro-, Kratbjerg-, Odense- og Carlsberg-moræner, og der er foretaget en sammenligning af K_t -værdierne, der ses at ligge nogenlunde som forudsat.

Slutdeformationerne vil være meget større i triaxialforsøgene end i konsolideringsforsøgene for små værdier af R_a , dels på grund af at en isotrop begyndelsesspændingstilstand gør R_f for stor, dels på grund af friktion mellem prøve og ring.

Sammenligning af begyndelsestangenten K_t , bestemt ved konsolideringsforsøg, triaxialforsøg og deformationsmodel



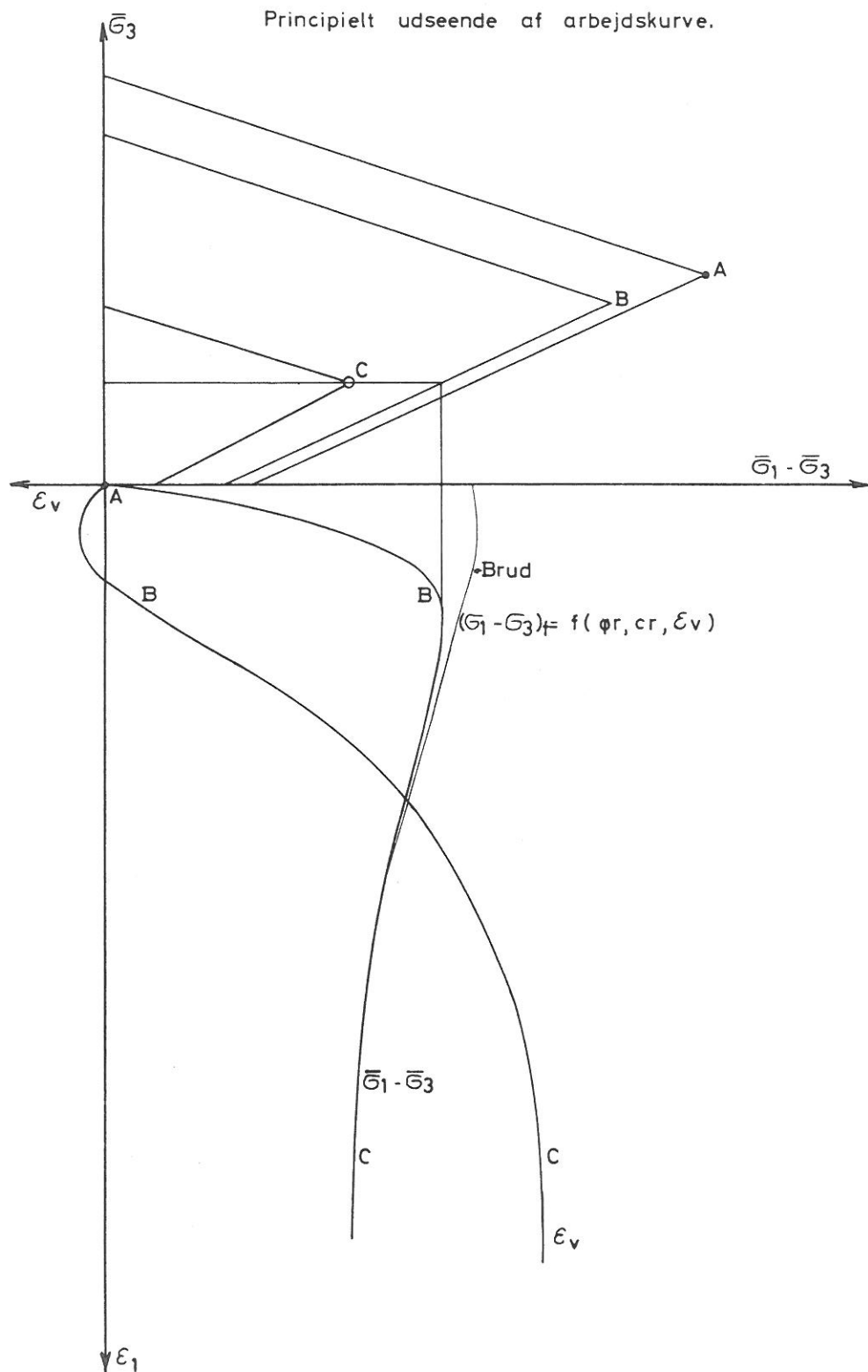
Arealkonstante konsolideringsforsøg i triaxialapparatet.

Jordart lab.no.	σ_A t/m ²	R_f^0	R_a	σ_A' t/m ²	K_t t/m ²
Kratbjerg 141	1,5	0,75 - 0,8	0,015	1,5	4150
	10	~ 0,3	0,10	11,5	21500
Kratbjerg 140	1	0,75	0,01	1,5	2450
	2	0,72	0,02	2	3100
	3	0,65	0,03	5	6350
	10	0,5	0,10	10	18500
Kratbjerg 127	5	0,65	0,05	5	6500
Sabro 402	1	0,75	~ 0,10	1,3	1440
	1,2	0,58	~ 0,12	1,6	1720
				x) 2,5	2360

σ_A /anisotrope begyndelsesspændinger.

Forsøg med konstant kammertryk.

Principielt udseende af arbejdskurve.



1. CD-forsøget.

CD-forsøget udføres med konstant kammertryk og er derfor uden filtereffekt. Men det er stadig afhængigt af temperaturændringer og volumenændringer fra tidligere belastninger. En sløjfe udføres normalt efter en isotrop aflastning, og der er derfor en tilbøjelighed til at måle for små vandudpresninger.

Derimod må den lodrette deformationsmåling være næsten fejlfri, da spændingerne ikke styres af deformationer (som i $CU_{u=0}$ -forsøg og arealkonstante konsolideringsforsøg).

Forsøget udføres normalt med "controlled strain". Trinvis belastning er også anvendt. Forsøgene er udført på Carlsberg og Kratbjerg moreneler (se bilag no.39 - 45 og 213 - 215).

Hvis prøven er overbelastet i laboratoriet, gælder der ikke længere den simplificerede antagelse om virkningen af forbelastningen (at denne kun virker på middelspændingen). I det følgende ses dog bort herfra.

Under forsøget ændrer poretallet sig. Prøven indsuger vand, hvorved prøvens styrke falder. Antages det, at styrkeparametrene afhænger af poretallet som angivet på side no.55, og antages den af grundantagelsen udledte sammenhæng mellem udrænet forskydningsstyrke og forbelastningen

$$\sigma_{pc} = c_u (1/\sin \varphi_r - 1/3) - c_r \cot \varphi_r$$

fås følgende forklaring på arbejdskurvens udseende.

I begyndelsen af forsøget ændres styrkeparametrene kun lidt; R_f - R_c -koordinatsystemet ligger fast i $(\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_3) - \bar{\sigma}_3$ koordinatsystemet. For R_f nær 1 begynder styrken at falde, og R_f - R_c -koordinatsystemet svinder derfor ind. Herved fås en maksimumsværdi af $\sigma_1 - \sigma_3$, der altså ikke er nogen brudværdi, fordi $R_f < 1$.

Samtidig falder forbelastningsspændingen, og det vil sige, at R_c vokser betydeligt i forhold til R_f . Herved vil forholdet $d\varepsilon_v/d\varepsilon_1$ falde for i den endelige kritiske brudtilstand at være nul. Man får hermed det på side 138 viste velkendte udseende af et CD-forsøgs arbejdskurve.

På bilagene no.39 - 45 og no.213 - 215 er i en række tilfælde indlagt deformationsmodellens resultater. Det ses, at den fungerer principielt tilfredsstillende, og hvad den lodrette deformation angår med temmelig stor præcision. Volumenberegningen er ret god for højere spændingsniveauer.

Det ses, at maksimumværdien af $\sigma_1 - \sigma_3$ er mindre end den værdi, man ville have fået i et $CU_{u=0}$ -forsøg. Sådan må det naturlig-

vis være, men man kan ikke måle nogen forskel! (Side no. 49)
 Der er dog for det første altid et lille undertryk i porevandet i et CD-forsøg, og endelig er styrkeparametrene variation kun principielt korrekte.

Deformationsmodellen kan sammenlignes med Roscoe's model (stiplet på øverste figur side no. 49).

Det ses iøvrigt, at antagelsen af en deformationsmodel gør det vanskeligt at fastlægge styrkeparametrene. I de omtalte brudforsøg vil man nemlig altid nå brudtilstanden asymptotisk, og det gælder da i virkeligheden om at fastlægge asymptoten.

Styrkeparametrene er dog fastlagt uden skelen til nogen deformationsmodel, for at disse kan anvendes på normal måde.

Kun i den viste sammenligning mellem deformationsmodel og forsøg er benyttet sådanne styrkeparametre, at der bliver samme maksimum af $(\sigma_1 - \sigma_3)$.

Det er altså lykkedes at opstille en deformationsmodel for morsneler, der i det aksialsymmetriske tilfælde giver overensstemmelse med forsøgsresultaterne, specielt med de lodrette deformationsmålinger.

Nogle af de indgående funktioner er sandsynligvis ikke de bedste, men der må udføres helt specielle forsøg for om muligt at fastlægge disse. Det vil sige rene forskydningsforsøg ($d R_c = 0$) og rene konsolideringsforsøg ($d R_f = 0$).

4.4 DEFORMATIONSMÅLINGER

I M A R K E N

Som kontrol på sætningsberegningsmetoder og på laboratoriemålingerne er der udført 4 pladebelastningsforsøgsserier omfattende ialt ca. 50 forsøg. Disse er allerede omtalt i kapitel 3, for så vidt de er ført til brud. Forsøgsopstillinger og praktiske detaljer er gennemført i bind II.

Der er endvidere udført en orienterende forsøgsserie med opblødningsforsøg, idet tyske forsøg syntes at vise, at moræner ville blive totalt opblødt, hvis spændingsniveauet var under 1 t/m^2 . Af forsøgstekniske grunde ønskedes så ringe en overfladelast som mulig, og man ønskede herved at kunne fastslå en praktisk grænse.

Opblødningsforsøg

Man valgte at sammenligne opblødningen af en fri jordoverflade under vand med en jordoverflade dækket af sand under vand svarende til 0.5 t/m^2 . Der udførtes 3 forskellige undersøgelser.

1. Boringer til ca. 1 m^3 dybde før forsøg og med visse tidsintervaller. Efter boringen, der foregik i tørlagt grube, udstøbtes borehullet med beton, der såvidt muligt ikke påvirkede jordens vandindhold (4 % vand, 4 % betoflex). Der blev udført vandindholdsbestemmelser så hurtigt som praktisk muligt.

Boringerne blev foretaget efter 1 døgn, 3 døgn, 7 døgn og 37 døgn. De viste, at en målelig ændring i vandindhold højst strakte sig 15 cm ned i jorden. Iøvrigt varierede vandindholdet temmelig meget (på side no. 142 er disse sammenlignet med konsolideringsforsøg). Med en overfladelast på $\sim 0.5 \text{ t/m}^2$ målttes ingen ændring.

2. Keglesonderinger.

Efter en uge målttes nedpresningen for 5 kg.

Ingen overfladelast: 20 mm

0.5 t/m^2 overfladelast: 1 mm

3. Overfladens bevægelser.

Ingen overfladelast: 0.25 mm hævnings efter 1 døgn.

0.5 t/m² overfladelast: 0.01 mm hævnings efter 1 døgn.

Man kom herved til det resultat, at 0.5 t/m² var en tilstrækkelig stor overfladelast til at undgå opblødningseffekter på pladeforsøgene. Det under 1. opnåede resultat kan tolkes, som om 0.3 t/m² er nedre grænse. På side no.36 er dog for en forsøgsserie på Carlsberg vist, at der er en målelig effekt ved et effektivt spændingsniveau på 0.35 t/m².

Pladeforsøg

Der omtales i det følgende kun forsøg, der er udført under veldefinerede forsøgsmønstre. Det er bortset fra forsøg i dette arbejde kun endnu en forsøgsserie fra Sabro.

Der er udført følgende forsøg:

Sabro (konsultativ 61535)	3	udrændede	4	drændede
Sabro	4	"	10	"
Kratbjerg			50	"
Carlsberg	11	"	8	"
Rigshospitalet			3	"

En række af disse forsøg er ført til brud, og brudværdierne er behandlet i kap.3.

Alle forsøgene er vist i bind III, bilag no.1 - 73.

Her er også vist sten under pladen, samt på specielle bilag de i jorden målte kapillarspændinger.

Den konsultative sag er udført med spændingsniveauet nul og med rigelig vandtilgang, således at de drændede forsøg er meget influeret af opblødning. Det ses, at begyndelsesdeformationerne er dobbelt så store som i de senere udførte forsøg.

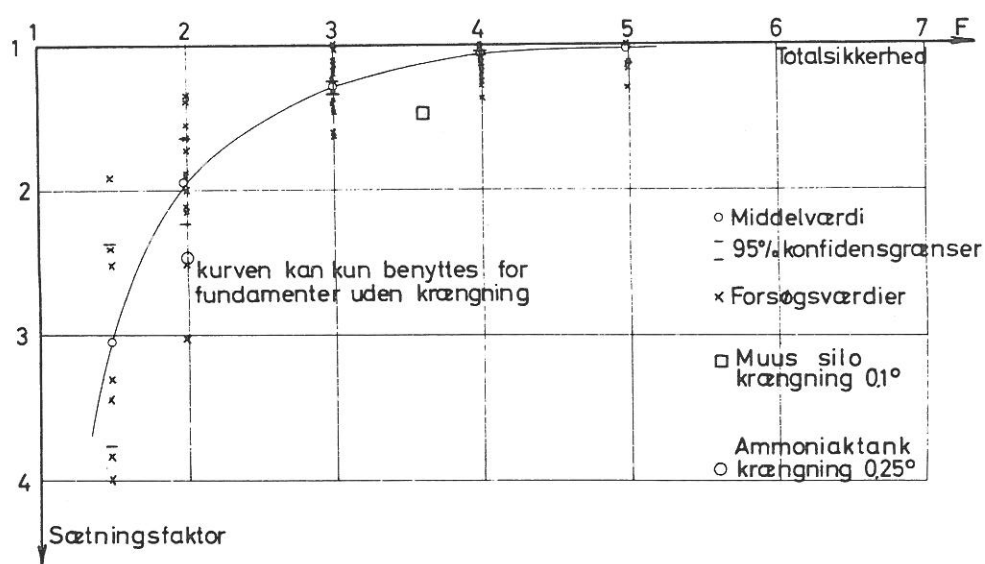
Forsøgsserien på Carlsberg blev primært udført til bestemmelse af styrkeparametrene, og deformationerne kan kun tillægges ringe vægt, da vandtilsætningen foregik efter, at forsøget var påbegyndt. Her medtages kun forsøg, hvor kapillarspændingerne målttes istedet.

I det følgende vil forsøgsresultaterne blive behandlet, idet den sekundære konsolidering dog ~~beskrives~~ i afsnit 4.5.

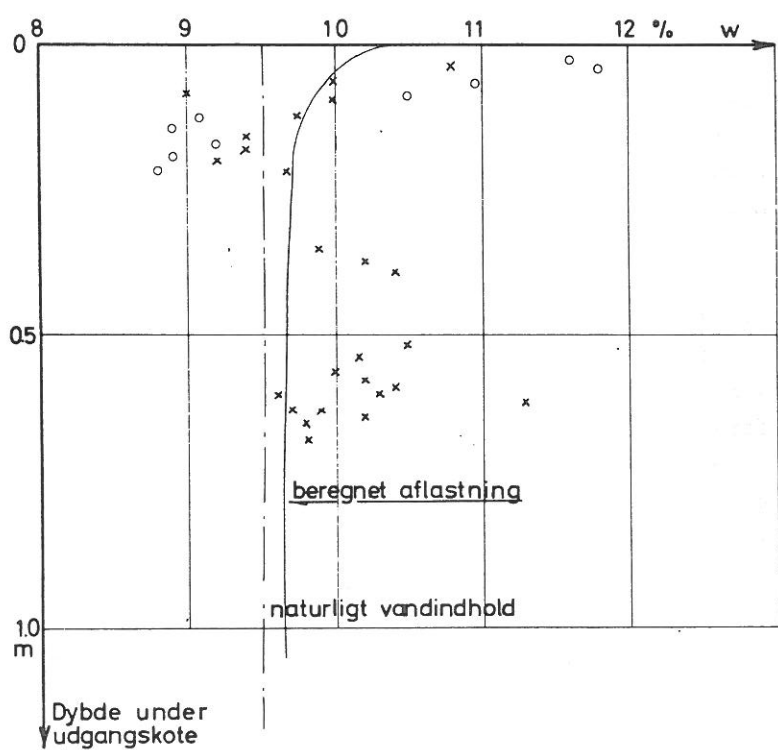
De indledende deformationer i drændede forsøg.

Pladeforsøgsarbejdskurve har altid en næsten retlinet begyndelse, for så vidt som forsøget er heldigt udført (ingen

142A Korrektionsfaktor til sætningsberegning(begyndelsestangent)
fundet af 15 drænede pladeforsøg



Opblødningsforsøg i marken. (Tilstand efter 7 dage)



sten lige under plade, velafrettet overflade). Dennes begyndelsestangent er derfor næsten sammenfaldende med arbejdskurven til omtrent 30 % brudlast. Da de fleste bygværker har en totalsikkerhed bedre end 3, har denne begyndelsestangent derfor den største interesse for sætningsberegninger. Begyndelsesdeformationerne behandles i kapitel 5, hvor det er vist, at det er muligt at beregne disse efter den såkaldte begyndelsestangentmetode.

De senere deformationer i drænedes forsøg.

Disse afhænger meget af inhomogeniteter i jorden og skævheder i opstilling. Hvis en plade "kæntrer", vil dette give sig udslag tidligt på arbejdskurven, da middelsætningen vokser med differenssætningen. Arbejdskurven kan blive krum fra starten. Alene på grund af inhomogeniteter vil det derfor være vanskeligt at udnytte disse resultater.

Under fundamenter må man antage, at inhomogeniteterne er større end under plader. Overfladen er ikke plan, og overfladelasten er ikke jævnt fordelt. Man må derfor forvente forholdsvis større deformationer for små totalsikkerheder.

Hvis pladeforsøgene udføres med "controlled strain", og pladen sætter sig jævnt, kan man opnå et maksimumspunkt på spændingskurven p_f med den tilhørende deformation δ_f . I Kratbjergforsøgsserien er der så mange vellykkede forsøg, at δ_f kan afbildes som funktion af p_f (side no.33 øverst). Herudover findes kun to forsøg fra Sabro med en antagelig bruddefinition. På en 30 cm plade måles $(p_f, \delta_f) = (36, 4.5 \%)$, på en 15 cm plade $(35,9 \%)$. Der kan naturligvis ikke på dette grundlag udføres en beregning af δ_f .

Af disse grunde er det altså ikke her muligt at opstille nogen beregningsmetode til de senere deformationer eller blot at udforske fænomenerne ad forsøgsteknisk vej.

Forsøgene kan dog benyttes til et skøn over, hvor stor afvigelsen fra begyndelsestangenten er. Denne afvigelse må udtrykkes som funktion af totalsikkerheden. Man kan herved få en korrektionsfaktor til en beregningsmetode, der bygger på begyndelsestangenten. På side no.142 øverst ses denne korrektionsfaktor som den kan bestemmes af forsøg. Spredningen ses at være temmelig stor. Der er indlagt en linie, der går gennem middelværdierne.

Under fundamenter kan korrektionsfaktoren let blive større. Der kan dels være inhomogene funderingsforhold og dels bevirker

den tiltagende stivhed med dybden en mindre trykspredning end elasticitetsteoriens, der gør den beregnede sætning mindre. I kap.7 er fundet to værdier af korrektionsfaktoren, der også ses på afbildningen.

Tidsforløbet.

Tidsforløbet er behandlet teoretisk i kapitel 6 med elasticitetsteorien som grundlag og med den normale modifikation for voksende stivhed med dybden (trykspredningen ændres ikke).

Det er her vist, at tidsforløbet afhænger af jordens permeabilitet, jordens stivhed, stivhedens variation med dybden (Δ_m) og pladediameteren. Δ_m defineres på side 159.

På side no.195 er vist et billede af poreovertrykkene udviklet under en stiv plade på elastisk stof, og dette billede er sikkert temmelig korrekt under den første del af et pladeforsøg. Imidlertid vil poreovertrykkene totalt forandres for større belastninger, hvor visse dele af jorden nærmer sig en brudtilstand, og de områder, der på side 195 er vist med størst overtryk, vil nu have poreundertryk. Dræntiden bliver kortere, da en del af dræningen foregår internt.

Tidsforløbet afhænger altså også af p/p_f .

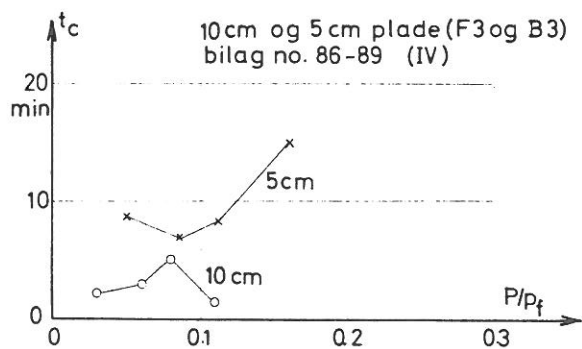
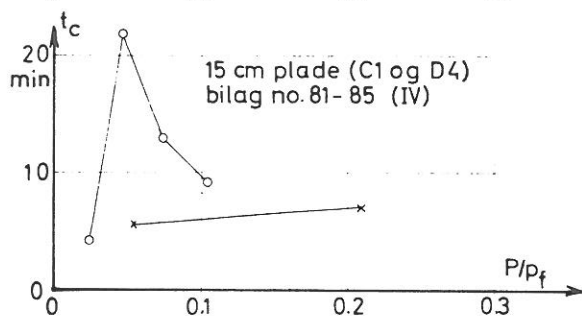
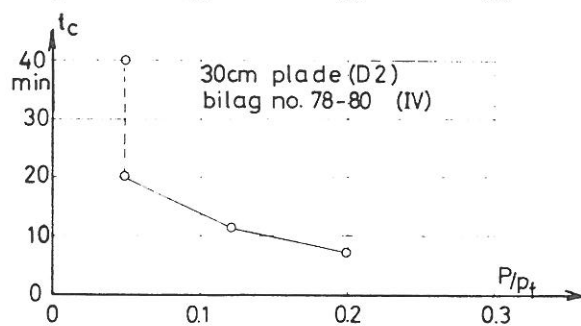
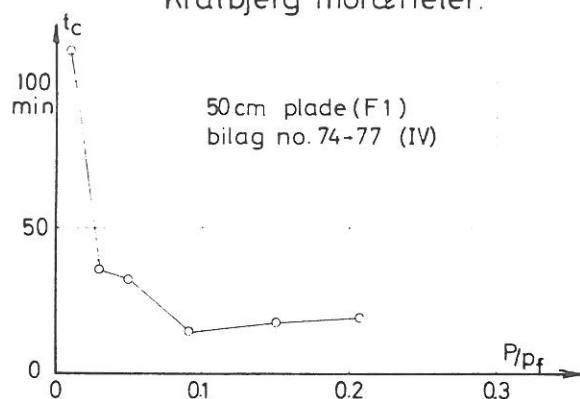
Her skal kun refereres forsøg på Kratbjerg-morænen, da pladestørrelserne varierer fra 5-50 cm i diameter. De øvrige forsøgsserier er ikke velegnede.

Jordens permeabilitet antages konstant (målt i laboratoriet: 10^{-9} m/sek.). Δ_m er højst 0.4 (størst plade, spændingsniveau nul), af side no.197 ses, at indflydelsen højst er 20 %. Der ses bort fra denne. Tidsforløbet afhænger altså specielt af jordens stivhed, pladediameteren og brudtilstanden p/p_f .

I det følgende betragtes først tidskurver ved små belastninger ($p/p_f < 0.4$). Den klassiske sætningsberegning giver overensstemmende resultater, og det er derfor naturligt at antage, at også den klassiske konsolideringsteori må kunne anvendes, så meget mere som krybningens indflydelse er ringe.

Det er dog ikke muligt at opnå lige så smukke tidskurver for pladeforsøg i marken som for konsolideringsforsøg i laboratoriet. Dels er der store temperatursvingninger og eventuelt svingende kapillarspændinger. Endvidere udgør initialsætningerne en så stor del af de samlede sætninger (50-90 %) selv for vandmættet jord, at det alene af den grund er vanskeligt at tolke tidskurverne. Der er her udvalgt en række pladeforsøg fra

Tidsforløbet for sætninger af plader.
Kratbjerg moræneler.



Kratbjerg, hvis tidskurver er tolkelige, varierende fra en 50 cm plade og til 5 cm plader. t_c er kun korrekt, hvis denne ligger i nærheden af skæringslinien mellem de to tidsskalaer.

På side no.145 ses konsolideringstidens afhængighed af p/p_f . Denne variation er mest korrekt for de største plader. Det ses, at konsolideringstiden falder med en faktor, der mindst er 4. Det svarer til, at der allerede for disse små spændinger er områder, der er så nær brud, at der finder dilatation sted. Det må især være under kanten. Sætningsberegningen, der refererer til centerlinien, giver for disse spændinger næsten korrekte værdier.

I afsnit 6 er der redegjort for den klassiske teori anvendt på drænproblemet, og følgende ligning kan opstilles for t_c :

$$t_c = 0.25 \frac{\gamma_w D^2}{k \cdot K_m}, \text{ her er } k = 1.0^{-9} \text{ m/sek.}$$

K_m er en middelmodul, der indsat i sætningsberegningerne vil give den målte sætning, D er pladediametren.

Man beregner herved følgende konsolideringstider for de refererede forsøg:

50 cm plade:	$K_m = 11000 \text{ t/m}^2$.	$t_c = 95 \text{ min.}$
30 cm plade:	$K_m = 8400 \text{ t/m}^2$.	$t_c = 45 \text{ min.}$
15 cm plade:	$K_m = 5300 \text{ t/m}^2$.	$t_c = 18 \text{ min.}$
10 cm plade:	$K_m = 3700 \text{ t/m}^2$.	$t_c = 11 \text{ min.}$
5 cm plade:	$K_m = 5300 \text{ t/m}^2$.	$t_c = 2 \text{ min.}$

Idet de udregnede værdier må betragtes som grænseværdier for $p/p_f \rightarrow 0$, må forsøg og beregninger siges at stemme overordentlig godt. For 5 cm pladerne dog ikke, men tolkningen her kunne være anderledes, hvis den var foregået efter beregningen (der er altså her stor usikkerhed).

I kapitel 7 redegøres for en sætningsobservation, hvor det er lykkedes at måle tidseffekten. Den stemmer lige så godt med teorien som 50 cm pladen, men her er diametren 12 m.

For belastninger større end de før omtalte, bliver tidskurverne afhængige af sammenspiillet mellem forskydningsdeformationer, poreundertryk, krybningsfænomener og belastningstilvækstens størrelse, således at de almindelige dræningsfænomener ikke har nogen dominerende indflydelse. For meget store spring i belastning fås retlinet logaritmisk krybning selv i brud (bilag no.IV 93). Men iøvrigt kan krybningskurven have alle former. Der er ingen mening i at forsøge at beregne konsolideringstider.

4.5 KRYBNING

Det har ikke været muligt inden for rammerne af dette projekt at udføre tilstrækkeligt mange og velegnede forsøg til en klarlæggelse af krybningen for moræneler. En sådan undersøgelse er i følge sagens natur særdeles tidsrøvende.

Det følgende må derfor kun betragtes som en fremlæggelse af forsøgsresultater knyttet sammen af nogle generelle betragtninger, der kan være af værdi for en senere krybningsundersøgelse på moræneler.

Krybning er deformationer uden effektive spændingsændringer. Krybning i konsolideringsforsøg omtales specielt som "sekundær konsolidering".

Krybningen er meget følsom over for vibrationer. I laboratoriet søges denne målt ved et så lille vibrationsniveau som muligt. I praksis har man derimod ofte et vist vibrationsniveau, og den ved forsøg bestemte krybning må derfor forventes at være en undergrænse, for så vidt skalaeffekter kan udelukkes.

I praksis varierer de effektive spændinger normalt kraftigst for bygværker, der indeholder let transportabelt materiale, som olietanke og kornsiloer. For at kunne beregne denne effekt må man udføre sløjfeforsøg.

I dette arbejde er kun udført krybningsmålinger ved isotrop konsolidering, almindelig konsolidering samt pladeforsøg.

Det antages, at krybningens variation med tiden er logaritmisk, og alle tidskurver optegnes derfor i \sqrt{t} -logt diagrammet. Krybnings størrelse angives ved dekadehældningen ϵ_s .

Krybningen kan deles i en volumenkrybning og en forskydningskrybning.

Isotrop konsolidering.

I det isotrope tilfælde har man kun volumenkrybning. Denne skyldes, at grundelementernes volumen bliver mindre. I sand består grundelementet af et fast korn med porevand omkring, ved drejning af kornet kan det effektive volumen blive mindre, men det er vanskeligt at forestille sig nogen egentlig krybning af den grund. Grundelementet i ler består af en flage med hygroskoppisk bundet vand, der er i stand til at overføre kræfter. Man

kan dog godt tænke sig, at bindingerne kan svinge fra molekule til molekule, hvorved der bliver langsom flydning i det bundne vand.

Det er i enkelte tilfælde lykkedes at opnå relativt gode lange tidskurver i det isotrope tilfælde dog i det væsentlige for aflastninger (bilag 167-76). På grund af vibrationer er det ikke muligt at afvise, at der er en ringe volumenkrybning. Krybningen forekommer dog i belastningstilfældene rykvis, og det må derfor antages, at denne uden vibrationer er nær nul. For aflastningsgrenene ses dog en vis krybningseffekt.

Konsolideringsforsøg.

Den sekundære konsolidering er væsentlig forskydningskrybning, der er afhængig af

1. Brudgraden $R_f = \tau/\tau_f$.
2. Konsolideringsgraden $R_c = \bar{\sigma}_m/\bar{\sigma}_m^{pc}$.
3. Belastningstrinets størrelse.
4. Forrige belastningstrins længde.

1. Virkningen skyldes, at en ydre påtrykt kraft ikke kan fordele sig helt jævnt i et kornet materiale, således at visse dele af dette kommer i en lokal brudtilstand, knusning af kontaktpunkter eller glidninger mellem kornene. Resultatet er en stadig spændingsomlejring i materialet, dog med aftagende frekvens.

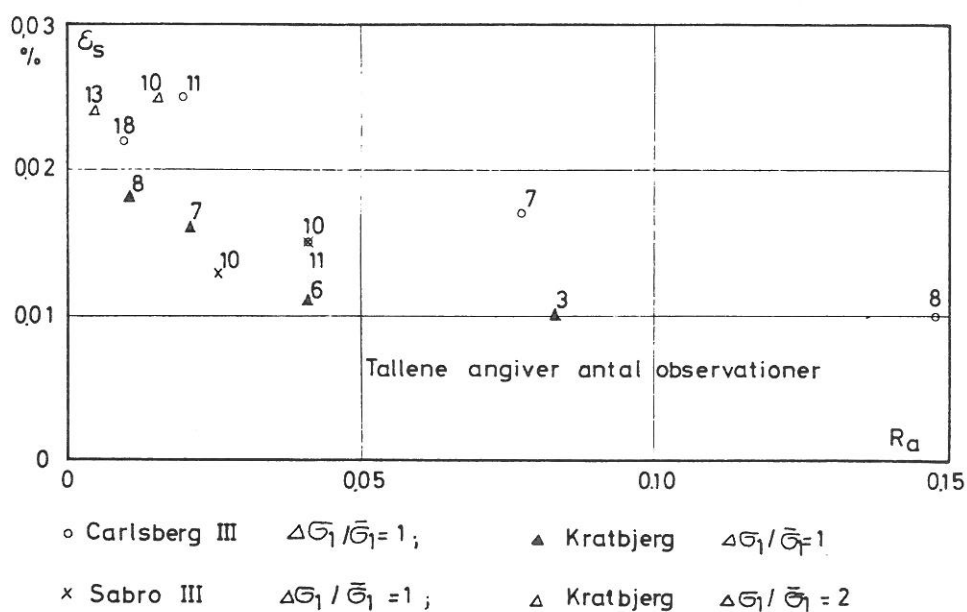
2. For forbelastede jordarter er krybningen langt mindre end for normalt konsoliderede jordarter. Tidskurver med spændinger i nærheden af $\bar{\sigma}_{pc}$ vil derfor krumme stærkt (i logaritmisk afbildning), svarende til en kraftig ændring i \mathcal{E}_s . Sådanne tidskurver fås for alle belastningstrin, hvor $\bar{\sigma}_1 = \bar{\sigma}_1 \text{ max}$, gennem hele forsøget. En sådan kurve ses eksempelvis på bilag no. 98. Denne type kurve behandles ikke her.

3 og 4. Disses indflydelse viser sig ved krumme tidskurver og afhænger væsentligt af forholdet mellem den konsoliderede deformationstilvækst uden krybningseffekter og den virkelige konsolideringstilvækst. Jo længere det forrige trin har været eller jo mindre belastningstilvæksten er, desto krummere bliver tidskurven. Krumningen skjules normalt af vandudpresningen.

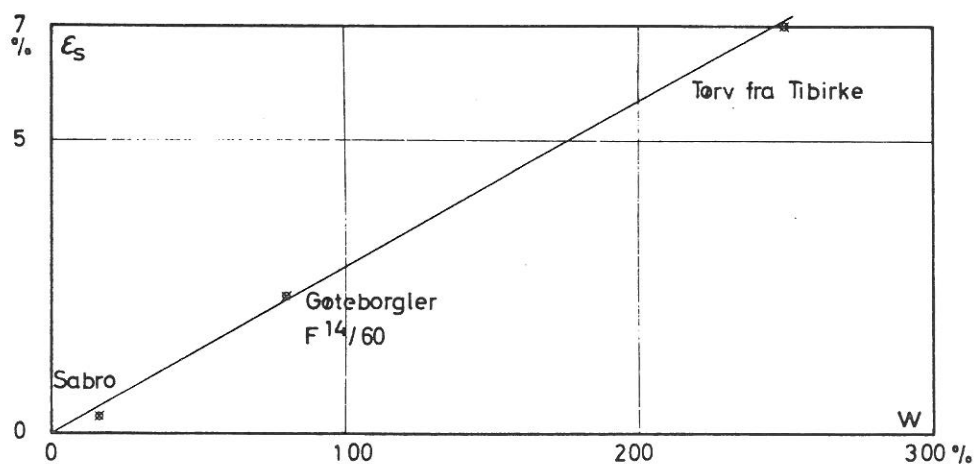
Bemærkningen gælder også for pladeforsøg.

I afsnit 4.4 er det diskuteret, hvordan R_f veksler under af- og genbelastninger. For det første genbelastningstrin på en sløj-

Sekundær konsolidering i konsolideringsapparat. Genbelastning.



Normalkonsolidering.



fe vokser R_f og \mathcal{E}_s vokser da også. R_f nærmer sig en grænseværdi R_f^0 , og \mathcal{E}_s bliver næsten konstant. R_f^0 er ikke helt konstant, men er rimeligvis aftagende med voksende værdier af R_a .

Den målte dekadehældning er derfor afbildet som funktion af R_a (side no.149). Der er vist gennemsnitsværdier af \mathcal{E}_s , for så vidt som R_f^0 er skønnet konstant svarende til næsten konstante værdier af \mathcal{E}_s ; herved fås 2-3 værdier pr.sløjfe. Variationen i \mathcal{E}_s inden for hver sløjfe varierer altså fra nul og til den omtalte værdi.

Det ses, at der ikke er nogen tydelig variation med pore-tallet, der varierer fra 0.52 - 0.24. Dette er i overensstemmelse med deformationsmodellen, hvis parametre heller ikke afhænger af brudtilstanden.

Der er udført forsøg med forskellige belastningstilvækster. Spredningen er dog for stor til at måle dennes indflydelse.

Det er derimod klart, at \mathcal{E}_s vokser med aftagende R_a svarende til variationen i R_f^0 . Afbildningen kan dog kun give to samhørende værdier af \mathcal{E}_s og R_f^0 .

$$\mathcal{E}_s = 0.015 \% \sim R_f^0 = 0.65 - 0.75 \sim K_0 = 0.5$$

For normalt konsolideret ler er krybningen langt større og meget afhængig af vandindholdet. For moræneler er det kun lykkedes at belaste Sabro-morænen over forbelastningen i så lange tidsrum, at \mathcal{E}_s kan måles. For dog at anskueliggøre denne variation er \mathcal{E}_s undersøgt for Gøteborg-ler og en tørv fra Tibirke med en tidskurve på over 200.000 min.

Pladeforsøg.

Pladeforsøg er meget hurtigt drænede og har derfor normalt en temmelig lang krybningsdel på tidskurven. Krybningen vokser med p/p_f og bliver for $F \ll 2$ så betydningsfuld, at den dominerer hele tidsforløbet.

Ved små belastningstilvækster vil krybningskurven blive krum, idet den dog ender retlinet. I sådanne tilfælde måles \mathcal{E}_s altid som den største hældning, hvorved tolkningen er konsistent for små belastningstilvækster specielt 0.

Ved store belastningstilvækster forbliver krybningskurven retlinet selv nær brud (eks. bilag no.IV 91 - 93).

Krybningens størrelse er afhængig af vibrationsniveau, differenssætninger, totalsikkerheden, overfladelasten, forkonsolideringen og pladestørrelsen.

Forsøgene er søgt udført uden vibrationer.

Differenssætninger giver større middelsætninger og større krybning. Måleresultaterne vil derfor have stor spredning.

Jo mindre totalsikkerheden er, desto større bliver krybningen, fordi større dele af jorden kommer nærmere brud. Det er imidlertid ikke muligt på nuværende tidspunkt at beregne spændingsfordelingen i jorden undtagen måske for meget små belastninger. Det er derfor alene af den grund ikke muligt at sammenligne krybningen under plader med krybningen i triaxialforsøg. Pladeforsøgene er dog primært interessante, idet man ad denne vej får en ide om fundamenteres krybning ved konstant belastning.

Dele af jorden kan komme i en normalkonsolideret tilstand, og dermed vokser krybningen meget. Man må derfor antage, at krybningens størrelse også afhænger af overfladelast og forkonsolideringstryk. På bilag no.94 - 97, hvor ξ_s er vist i afhængighed af p/p_f , er derfor angivet overfladelast og omtrentlig isotrop forbelastning (samme middelspænding).

Forsøgsserien på Kratbjerg er den mest omfattende. Alle de målte værdier er angivet på bilag no.94. p_f er udregnet på grundlag af de styrkeparametre, der er fundet ved pladeforsøgene. Det ses, at skalaeffekten er ringe for $p/p_f > 0.2$, men for mindre værdier af p/p_f måles krybningen større for små plader, vel nok fordi eventuelle vibrationer skal optages af en mindre masse. Den indlagte linie må derfor antages også at gælde for større fundamenter. Der er indlagt enkelte værdier på et andet spændingsniveau ($\bar{q} = 2.4 \text{ t/m}^2$), der dog ikke adskiller sig fra de øvrige forsøgsværdier.

I de øvrige forsøgsserier er materialet for ringe til en nøjere vurdering. Pladeforsøgene på Sabro har mindre krybning end Kratbjerg-forsøgene, men spændingsniveauet er også så lavt, at aflastningsgraden er mindre for Sabro-forsøgene end for de øvrige forsøg ($R_a \sim 0.01$ mod $R_a \sim 0.025$).

5. SÆTNINGSBEREGNINGER

I det følgende vil blive omtalt sætningsberegningsmetoder for lodret og centralt belastede enkeltfundamenter.

En sætningsberegning består af to dele:

1. En beregning af tillægsspændinger i jorden, hidrørende fra fundamentslasten.
2. En beregning af de heraf fremkaldte deformationer.

Naturligvis er denne opdeling kunstig; ved en konsistent sætningsberegning er opdelingen unødvendig.

Jordens deformationsegenskaber er imidlertid så komplicerede og endnu i dag så uafklarede, at man må beregne spændingerne på grundlag af elasticitetsteorien. Den i forrige kapitel opstillede deformationsmodel må betragtes som så kompliceret, at kun de største regnemaskiner kan beregne en spændingsfordeling på dette grundlag.

Til beregning af deformationerne benyttes arbejdskurver fra laboratorieforsøg. Ved den konventionelle sætningsberegning anvendes konsolideringsforsøg (ved drænede tilstande) eller udrænede forsøg (til udrænede tilstande). De mere avancerede metoder anvender triaxialforsøg til drænede tilstande, hvorved det også her bliver muligt at tage hensyn til sideudvidelser.

En sætningsberegning kan strengt taget kun foretages, hvis spændingstilstanden er axialsymmetrisk, d.v.s. i centerlinien under cirkulære eller ringformede fundamenter.

I det følgende gøres kort rede for elasticitetsteoriens anvendelse, der først og fremmest bygger på Boussinesq's formler for punktlast på uendeligt medium. Der vises virkningen af begrænset tykkelse af det sætningsgivende lag (Burmeister 1956) og af fundering under overfladen (Kozdi 1958).

Moræneler har en med dybden tiltagende stivhed. Her begås den første fejl, da Boussinesq's formler da ikke gælder. Dette søges belyst ved Fröhlich teori om retlinet spændingsudbredelse, hvor der indføres en koncentrationsfaktor k . Teorien er simpel og giver sandsynlige resultater. Benyttes Boussinesq's formler alligevel, afhænger spændingsfordelingen over en stiv plade dog af den med dybden voksende stivhed, idet

der skal opfyldes en deformationsbetingelse.

Der gennemgås kort principielle forskelle i de forskellige sætningsberegningstyper, og der gøres rede for den såkaldte begyndelsestangentmetode.

Det må understreges, at de her nævnte beregninger kun kan anvendes, hvor totalsikkerheden er større end 3-4, idet spændingsomlejringerne i jorden ellers bliver så betydelige, at Boussinesq's formler ikke længere er en god tilnærmelse. Iøvrigt viser pladeforsøgene, at inhomogeniteter i jorden påvirker deformationerne meget, hvis totalsikkerheden er ringe ($F < 3-5$). Man måler regelløst store deformationer og kæntringer. Ved almindelige bygværker er jordoverfladen ikke plan eller homogent belastet.

Spændingsberegning på elasticitetsteoretisk grundlag

Forudsætninger.

A. Materialets egenskaber.

Materialet må være homogent og isotropt.

Materialet opfylder Hookes lov.

B. Grænsebetingelser.

Overfladen påføres kun spændinger i lodret retning (glatte fundament).

De grundlæggende ligninger er opstillet af Boussinesq i 1885 for spændingsfordelingen i en uendeligt, elastisk halvrum fremkaldt af en punktlast virkende vinkelret på overfladen. Ved integration kan findes spændingsfordelingen under en vilkårlig belastning. (Hookes lov som eneste deformationslov gør superposition og uendelige spændinger tilladelige).

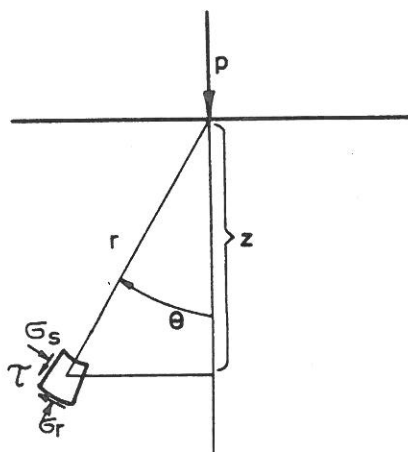
Boussinesq's formler.

For et materiale med elasticitetsmodul E og Poissons forhold ν fås Boussinesq's formler for punktlast, idet benævnelserne kan ses af øverste figur side no.154.

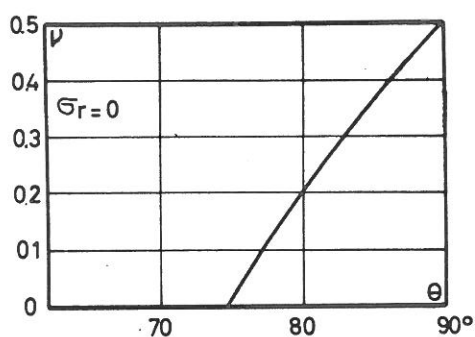
$$\sigma_r = \frac{P}{\pi r^2} \left[(2 - \nu) \cos \theta - \left(\frac{1}{2} - \nu \right) \right]$$

$$\sigma_\theta = - (1 - 2\nu) \frac{P}{2\pi r^2} \frac{\cos^2 \theta}{1 + \cos \theta}$$

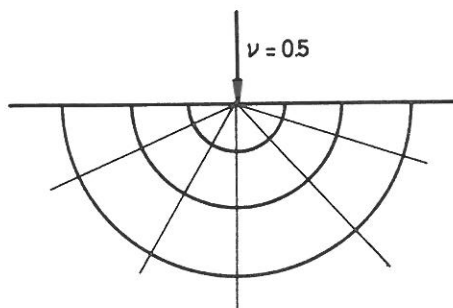
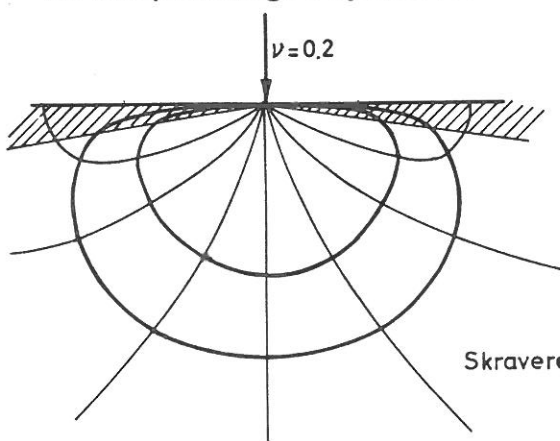
Boussinesq's tilfælde.
Enkeltkraft på overflade
af elastisk medium



Værdier af α , hvor
 $\sigma_r = 0$, afhængig af
Poissons forhold.



Hovedspændingstrajektorier



Skraveret er vist zone med rent træk

$$\sigma_t = - (1 - 2\nu) \cdot \frac{P}{2\pi r^2} \left[\cos\theta - \frac{1}{1 + \cos\theta} \right]$$

$$\tau_r = (1 - 2\nu) \frac{P}{2\pi r^2} \frac{\sin\theta \cos\theta}{1 + \cos\theta}$$

Det ses, at kun Poissons forhold ν (og P) influerer på spændingerne. Den lodrette normalspænding er endog uafhængig af ν :

$$\sigma_z = \frac{3P}{2\pi r^2} \cos^3\theta$$

For $\nu = \frac{1}{2}$ er $\sigma_s = \sigma_t = \tau_r = 0$ spændingen i jorden er orienteret mod kraftens angrebepunkt. Spændingsudbredelsen er retlinet. Nederst side no.154 er vist spændingsforløbet for $\nu = 0.2$ og 0.5 . For $\nu < \frac{1}{2}$ kan områder i materialet komme i ren træktilstand (for $\cos\theta \leq \frac{1-2\nu}{4-2\nu}$). Regnes materialets vægt med, ændres dette (ubestemt). Tilstanden er ikke mulig for jord.

Cirkulære plader.

Spændingsfordelingen i en axial tilstand er særlig interessant, fordi laboratorieapparaters virkemåde er axial, og man derfor strengt taget kun kan foretage sammenligninger mellem målte sætninger og beregnede i dette tilfælde.

Under midten af en stiv plade fås:

$$\sigma_1 = \frac{1}{2} p_m \sin^2\alpha (3 - 2 \sin^2\alpha)$$

$$\sigma_3 = \frac{1}{2} p_m \sin^4\alpha - \frac{1}{4} p_m (1 - 2\nu) \sin^2\alpha$$

Den lodrette spænding er altså uafhængig af Poissons forhold.

Konsolideringssætningen for en stiv plade er

$$S_c = \frac{\pi}{4} p_m D \frac{(1 - \nu)^2}{(1 - 2\nu) K} \quad \nu$$

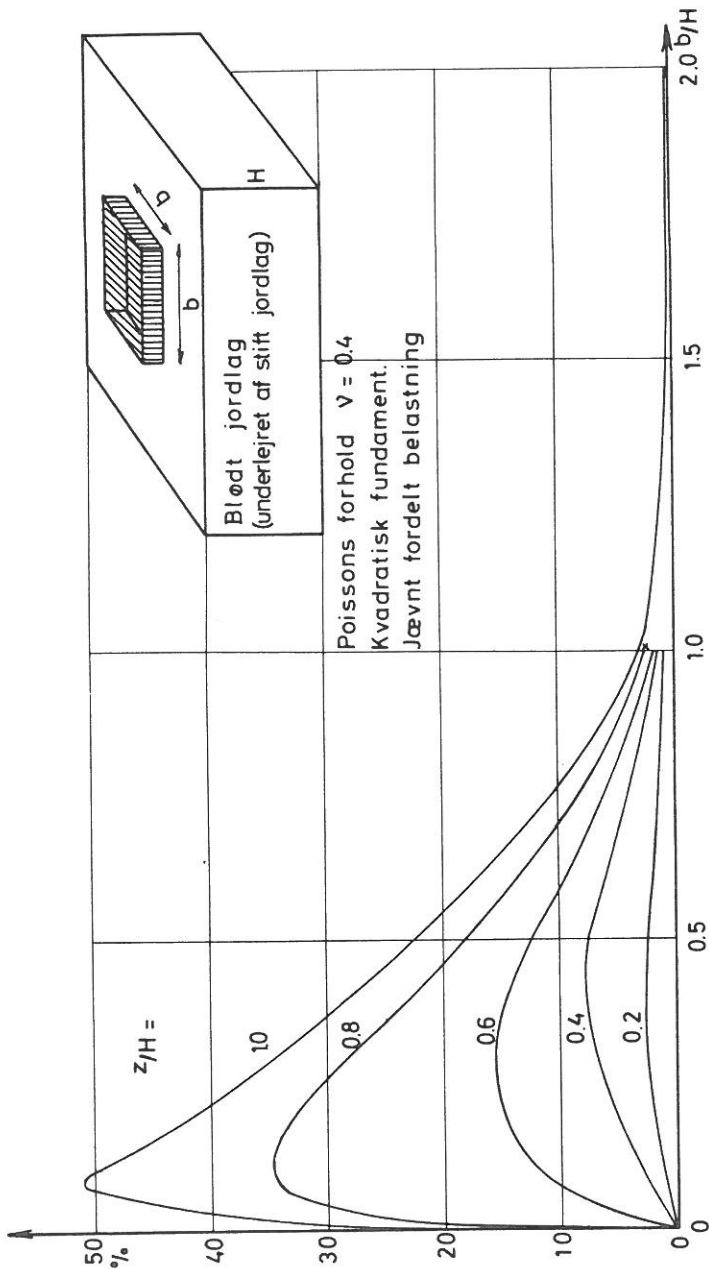
sættes $\nu = 0$, fås formelen i Geoteknik.

Under midten af et bøjeligt fundament med jævnt fordelt belastning fås:

$$\sigma_1 = p_m (1 - \cos^3\alpha)$$

Burmister's problem.

Tilvækst i lodret spænding under midten af kvadratisk fundament
i forhold til Boussinesq



Begrænset lagtykkelse.

Man har i praksis ofte et sætningsgivende lag lige under fundamentet og herunder et jordlag, der er langt stivere. I et sådant tilfælde bliver trykspredningen i det sætningsgivende lag meget mindre.

Burmeister har i 1956 gennemført en teoretisk korrekt beregning for et jordlag af endelig tykkelse (H).

Hertil kræves yderligere forudsætninger:

1. Kontinuitet i spændinger og deformationer på overgangen mellem de to lag.
2. Forskydningsspændingerne er fuldt aktive i overgangen mellem lagene (ru underlag).
3. Det dybestliggende jordlags elasticitetsmodul er langt større end det øvre jordlag (i praksis mindst 100 (!))

Beregningerne er gennemført for spændinger under hjørnet på en rektangulær, jævnt belastet flade (sidelinier a og b), og der er udregnet en række influenskurver for den lodrette spænding for forskellige værdier af z/H , b/H og b/a . For $b/H > 1$ er resultaterne påvirket af trækspændinger i jorden, af hvilken grund Burmeister mener, at de er mindre gode.

Mod henblik på en praktisk udnyttelse af disse beregninger, sammenlignes disse med Boussinesq's formler, og der udregnes en indflydelse af lagtykkelsen som et procentvis tillæg til disse, på figuren side no 156 angivet under midten af et kvadratisk fundament. Man kan altså beregne spændingerne som på et uendeligt halvrum og herefter finde et tillæg til disse v.h.j.a. figuren. Spændingerne i det underliggende lag er uden interesse, da dette er ueftergiveligt.

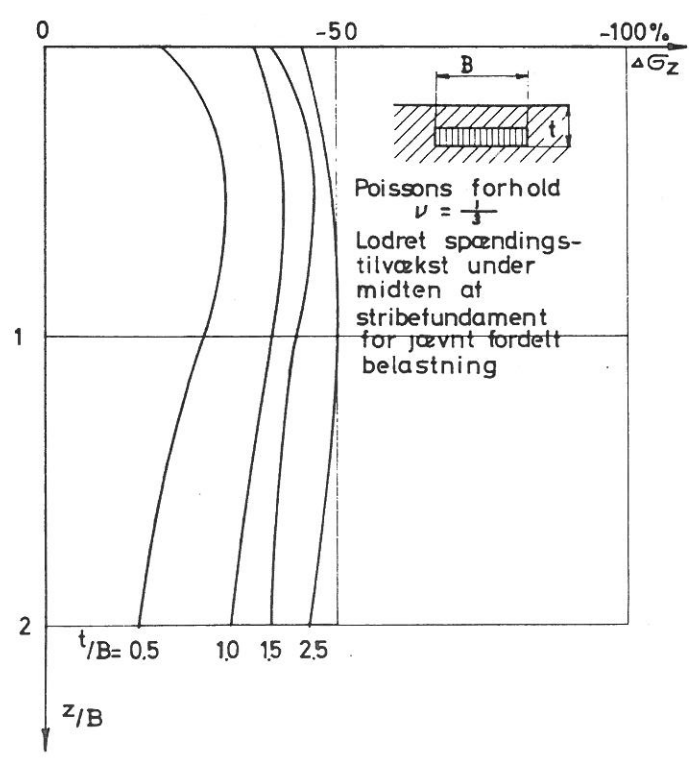
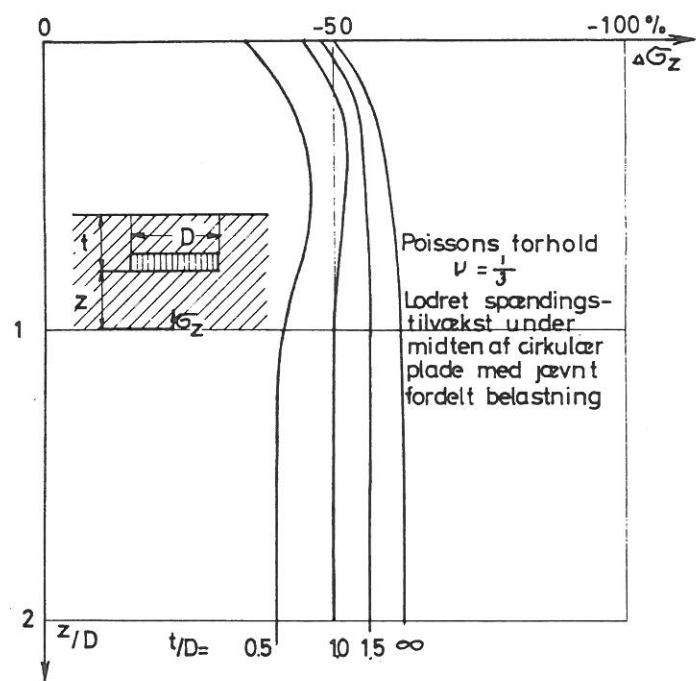
Det ses, at spændingskoncentrationen er størst for lagtykkelser ca. 10 gange fundamentsbredden.

På side no 168 og 219 er vist, hvor stor denne indflydelse er i en praktisk beregning.

Funderingsdybdens indflydelse.

Det er en kendt sag, at et dybtliggende fundament får væsentlig mindre sætninger end et fundament placeret på jordoverfladen - alt andet lige. Kezdi har i 1958 indført en korrektion, som også er omtalt i Geoteknik.

Indflydelsen af funderingsdybden, efter Kézdi.



Arpad Kezdi har benyttet formler for spændingsudbredelsen i et idealelastisk materiale, hvor punktlasten angriber inde i materialet. Ved en integration findes herefter variationen i den lodrette spænding under midten af cirkulære og langstrakte fundamenter. På side no158 er vist, hvor meget de lodrette spændinger aftager i forhold til Boussinesq's tilfælde. Det ses, at den herved fundne indflydelse er meget stor.

Formlerne må gælde under følgende forudsætninger:

1. Fundamentet er på alle sider omgivet af det elastiske medium (ankerplader?).
2. Det elastiske medium kan optage trækspændinger. For uendelig funderingsdybde overføres fundamentslasten ved lige dele træk og tryk.

Den første tilnærmelse består i at fjerne det elastiske materiale over fundamentsniveau og erstatte det med en stiv klods. Man får dog en lignende virkning selv ved glatte fundamentssider, fordi man hindrer hullet i at blive mindre.

I mangel af bedre kan man derfor anvende Kezdis formler, forudsat at fundamentet er støbt sammen med jorden.

Har man opfyldning med sand mellem fundament og jord, må man overveje, om dette lag er ueftergiveligt i forhold til jorden, da man ellers får en langt mindre virkning. Metoden er tvivlsom for hårde moræneaflejringer.

Tilnærmede spændingsberegninger

Voksende stivhed med dybden.

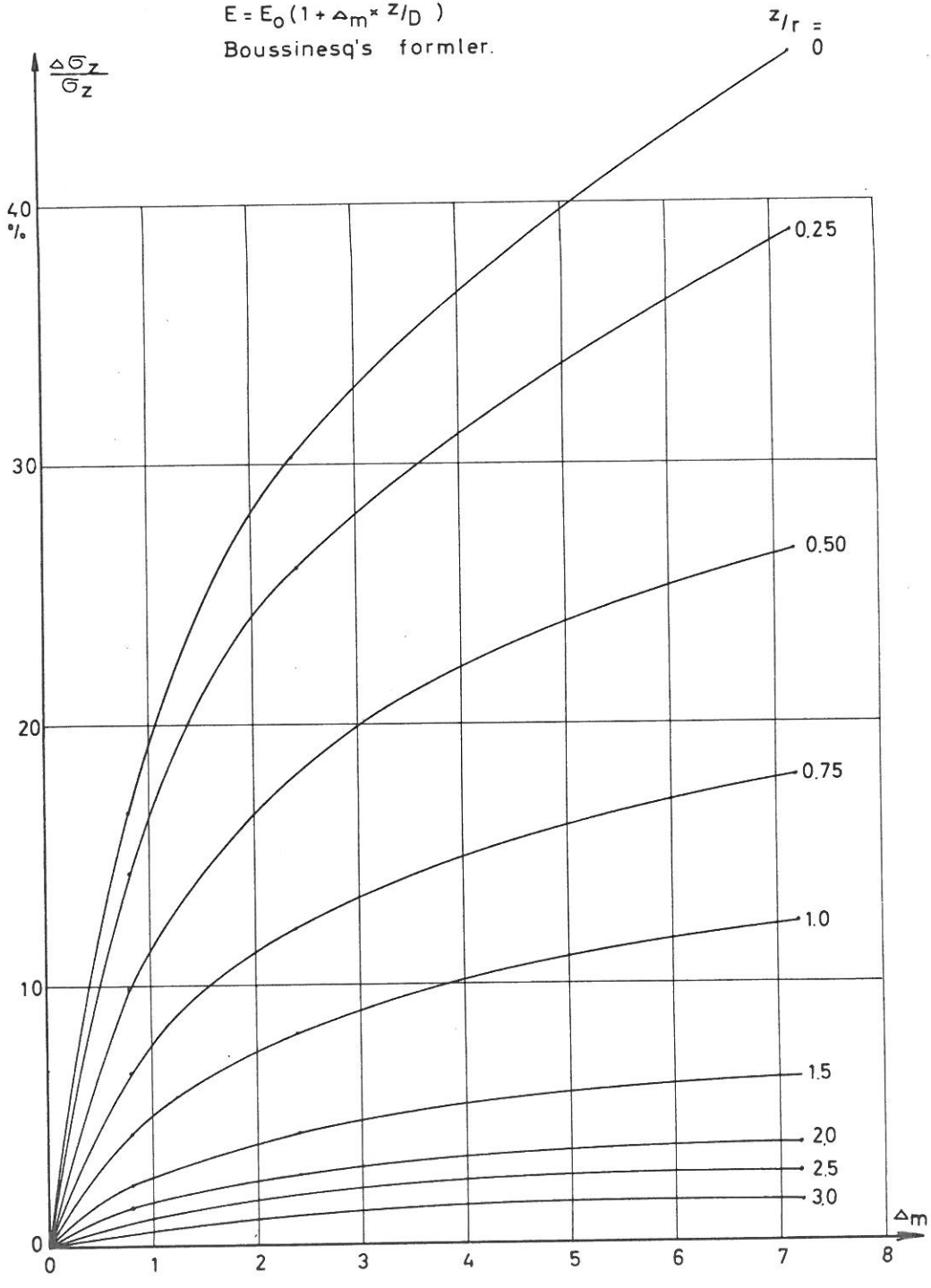
Den første praktiske tilnærmelse består i at antage jordens stivhed voksende med dybden; for moræneler har det speciel interesse at antage en konstant voksende stivhed med dybden. Der udføres en tilvækstmodul givet ved

$$K = K_{\text{FUK}} (1 + \Delta_m \cdot z/D)$$

hvis ν antages konstant for laget, har elasticitetsmodulen samme tilvækstmodul. D er pladediameter eller bredde. K_{FUK} er modulen i funderingsniveau.

Antages Boussinesq's formler for punktlast at gælde uændret, vil spændingsfordelingen over en stiv plade alligevel ændres. Til beregning heraf benyttes normalt Newmarkske influens-

Forøgelse i lodrette spændinger
i centerlinien under stiv, cirkulær plade.
Varierende elasticitetsmodul.
 $E = E_0 (1 + \Delta_m \cdot z/D)$
Boussinesq's formler.



kort og opdeling af fundamentet i mange rektangler, der fører til et betragteligt antal lineære ligninger. I forbindelse med beregningerne i næste kapitel er trykfordelingen udregnet for fire værdier af Δ m. På dette grundlag er kurverne på side no. 160 optegnet. Kendes Δ m, findes spændingsfordelingen let.

Anisotrop jord.

Imidlertid gælder formlerne for punktlast ikke for varierende elasticitetsmodul. I det følgende skal kort gøres rede for Fröhlich's teori, der på simpel måde tager hensyn til en ændring af elasticitetsmodulen med dybden.

Fröhlich forudsætter retlinet spændingsudbredelse og tillader til gengæld spændingerne at aftage forskelligt i vandret og lodret retning. Jorden er altså anisotrop, og begrundelsen er blandt andet, at jorden ikke kan optage trækspændinger. Sml. figuren nederst side no. 154 for $\nu = 1/2$. Spændingsudbredelsen skal være statisk mulig.

Den eneste hovedspænding er σ_r , der må være omvendt proportional med radius i anden:

$$\sigma_r = f' \cdot P \cdot \frac{1}{r^2}$$

Idet spændingsudbredelsen i lodret retning sættes proportional med z^{k-2} , fås

$$\sigma_r = f \cdot P \cdot \frac{z^{k-2}}{r^k} = f \cdot P \cos^{k-2} \Theta \cdot \frac{1}{r^2}$$

k kaldes en koncentrationsfaktor.

Ved lodret projektion fås

$$P = \int_{\Theta=0}^{\Theta=90^\circ} \sigma_r \cos \Theta \, dF \quad \text{og: } f = \frac{P}{2\pi}$$

Heraf fås

$$\sigma_r = \frac{k \cdot P}{2\pi r^2} \cos^{k-2} \Theta$$

og af Mohr cirkel

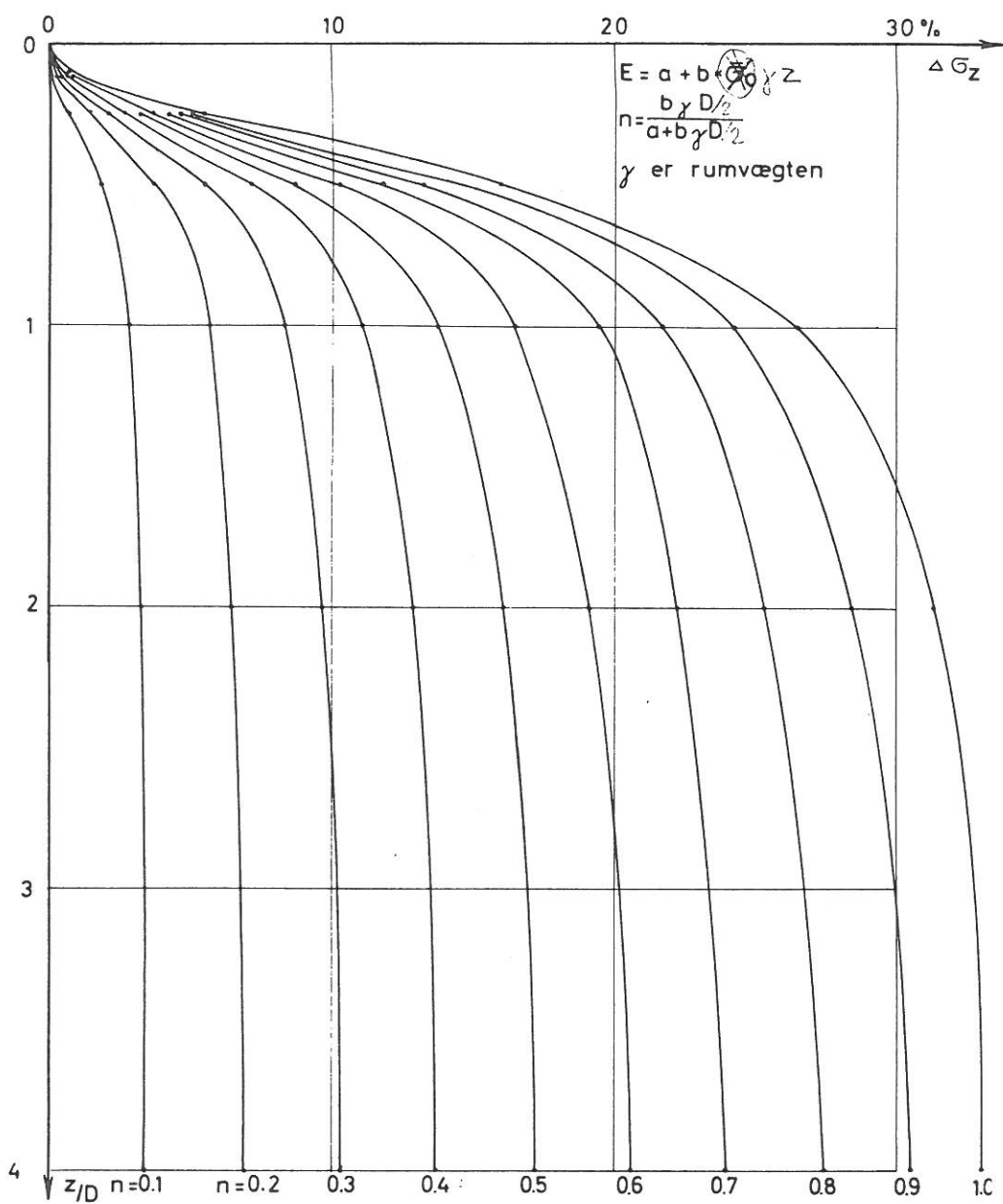
$$\sigma_z = \frac{k \cdot P}{2\pi r^2} \cdot \cos^k \Theta$$

$$\sigma_h = \frac{k \cdot P}{2\pi r^2} \cdot \cos^{k-2} \Theta \sin^2 \Theta$$

Tilvækst i lodret spænding på grund af voksende elasticitet.

Cirkulær, bøjelig plade med jævnt fordelt belastning

Fröhlich's teori



$$\tau = \frac{\mathcal{K} \cdot P}{2\pi r^2} \cdot \cos^{\mathcal{K}-1} \theta \sin \theta$$

For $\mathcal{K} = 3$, fås overensstemmelse med Boussinesq for $\nu = 1/2$. Fröhlich viser endvidere ved anvendelse af arbejdsligningen, at $\mathcal{K} = 3$ kun er mulig, hvis E er konstant, og at $\mathcal{K} = 4$ kun er mulig, hvis E er proportional med dybden.

Det er dog let at gøre formen mere generel. Det antages, at E varierer med dybden efter følgende formel:

$$E = k \cdot z^n = k \cdot r^n \cdot \cos^n \theta$$

hvor eksponentens grænser er 0 og 1, de to værdier Fröhlich regner med. $n = 1$ svarer til normalt konsolideret jord.

Det arbejde, der udføres på en kugleskal i jorden begrænset af radierne r_1 og r_2 , er

$$A = \frac{1}{2} \int_{r_1}^{r_2} dr \int_0^{\pi/2} \frac{\mathcal{K}^2 P^2}{4\pi^2 r^4} \cos^{2\mathcal{K}-4} \theta \frac{1}{k \cdot r^n \cos^n \theta} 2\pi r^2 \sin \theta d\theta =$$

$$\frac{\mathcal{K}^2 P^2}{4\pi k(n+1)} \frac{1}{2\mathcal{K} - (3+n)} \left[\frac{1}{r_1^{1+n}} - \frac{1}{r_2^{1+n}} \right]$$

Den korrekte værdi af \mathcal{K} er den, der giver minimum arbejde. A er ikke differentiable for $\mathcal{K} = \frac{3+n}{2}$

$$\frac{\partial A}{\partial \mathcal{K}} \text{ er prop. med } \frac{(2\mathcal{K} - (3+n)) \cdot 2\mathcal{K} - \mathcal{K}^2 \cdot 2}{(2\mathcal{K} - (3+n))^2} =$$

$$\frac{2\mathcal{K} \cdot (\mathcal{K} - (3+n))}{(2\mathcal{K} - (3+n))^2};$$

$$\frac{\partial A}{\partial \mathcal{K}} = 0 \text{ for } (\mathcal{K} = 0) \text{ og } \mathcal{K} = 3+n; \frac{\partial^2 A}{\partial \mathcal{K}^2} > 0 \text{ d.v.s. minimum;}$$

$E = \text{konstant}$ svarer til $n = 0$ $\therefore \mathcal{K} = 3$

$E = az$ svarer til $n = 1$ $\therefore \mathcal{K} = 4$

Før et cirkulært fundament med jævnt fordelt belastning er fundet den lodrette spænding i centerlinien

$$\sigma_1 = p_m (1 - \cos^{\mathcal{K}} \alpha)$$

$\mathcal{K} = 4$ giver ved store værdier af z/D 33 % større spændinger i centerlinien.

På side no.162 er vist afvigelsen fra Boussinesq's tilfælde for $0 < n < 1$ og $3 < \nu < 4$.

For moræneler er tilnærmelsen $E = k \cdot z^n$ ikke særlig god, og det er derfor nødvendigt at finde den værdi af n , der passer bedst.

Fröhlich beregning viser, at den fejl, der begås ved at benytte Boussinesq's formler, hvis jordens stivhed vokser med dybden, kan være helt op i mod 30 %. Et beregningseksempel side no.168 viser, hvor stor en ændring det giver på sætningen.

Virkningen er specielt stor for normalt konsolideret jord, hvor man kan forvente, at de beregnede spændinger kun udgør ~ 70 % af de virkelige (sml. Geoteknik).

Deformationsberegning

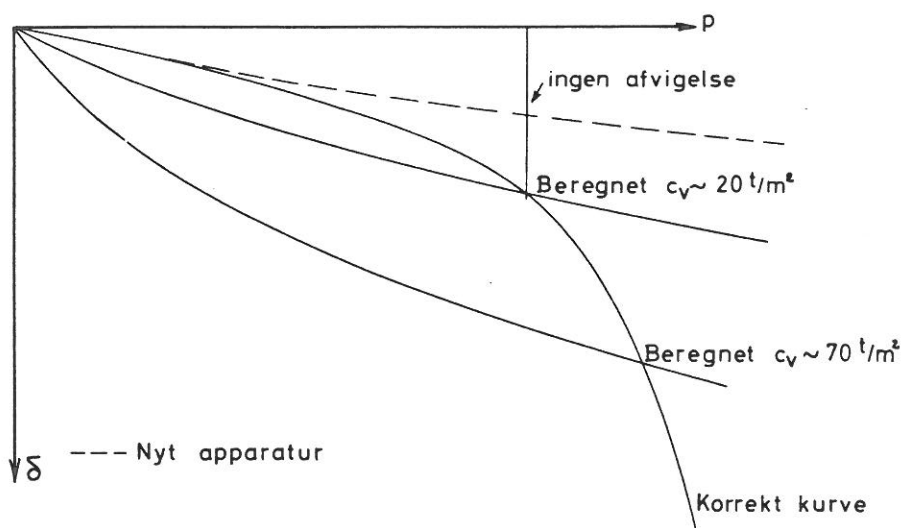
Den konventionelle sætningsberegning (på moræneler).

Ved denne sætningsberegning anvendes spændingsfordelinger, der forudsætter en trykspredning på 1:2, eller simpelthen er Boussinesq's spændingsfordelinger. Den benyttes kun til at finde drænedesætninger. Der tages kun hensyn til fundamentets form ved spændingsberegningen. Der benyttes Kezdi's formler om muligt. Deformationerne beregnes på grundlag af konsolideringsforsøg, der er belastet til $\bar{\sigma}_{pc}$ og aflastet til $\bar{\sigma}_0$, eller hvis udgravningen har stået længe inden støbning til afgravningsspændingen $\bar{\sigma}_A$. Normalt benyttes konsolideringsforsøg med mange sløjfer, hvis en prøve skal repræsentere et helt lag. Jorden inddeles i en række lag, og deformationerne beregnes af hvert lag for sig, og der summeres. Metoden er grundigt beskrevet i Geoteknik, hvor der også er gennemgået en omfattende kritik. Metoden er fundet brugbar for normalkonsoliderede lerarter, men kan for stærkt forkonsolideret ler give 2-4 gange for store sætninger.

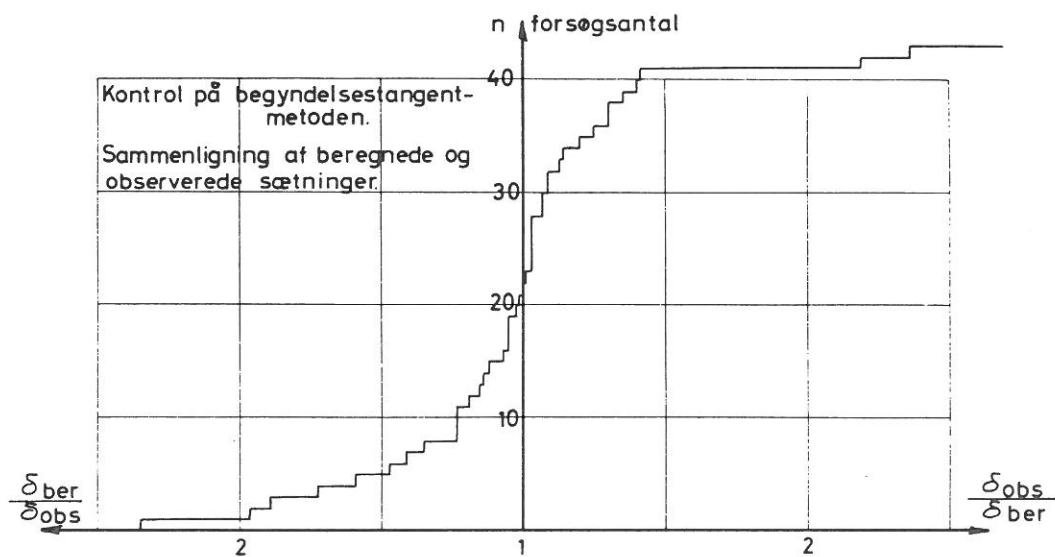
Grunden til denne afvigelse er vist i bind II: apparatdeformationer, der let kan være lige så store som prøvens deformationer (allerede for en jordart med $c_v = 20 \text{ t/m}^2$).

Normalt beregnes kun den aktuelle værdi af sætningen, men beregnede man hele deformationskurven, ville man få det viste billede (side no.165 øverst). Det ses, at fundamentets sætningskurve krummer den ene vej, de beregnede kurver den modsatte. Det sidste naturligtvis på grund af hindret sideudvi-

Konventionel sætningsberegning med normalt laboratorieudstyr



Sumkurve



delse i konsolideringsapparatet. Der er vist to beregnede kurver for at illustrere virkningen af apparatfejl, der naturligvis har større indflydelse, jo stivere jorden er. (De to kurver svarer omtrent til en sætningsberegning på Kratbjergmorænen og på Rigshospitalets moræne).

Beregningsen vil give tilfredsstillende overensstemmelse i et lille område, der dog for stivere jordarter vil svare til meget små sikkerheder. Ellers afhænger afvigelsen af sikkerheden og jordartens stivhed, hvilket må betegnes som helt utilfredsstillende.

Hvis sætningsberegningen udføres på grundlag af konsolideringsforsøg udført i det nye apparat, vil sætningsberegningen nu give for små værdier, dog er afvigelsen meget lille for små spændinger. Afvigelsen afhænger kun af sikkerheden mod brud.

Begyndelsestangentmetoden.

I stedet for at søge mere korrekte løsninger på sætningsproblemet benyttes her det faktum, at den konventionelle sætningsberegning giver korrekte resultater for små spændinger i forbindelse med den erfaring, at pladers og fundamenteres sætningskurve forløber retlinet, indtil $\frac{p}{p_f} = 25 - 40 \%$, hvad

der dækker normal praksis. Metoden er altså helt empirisk.

Man udregner sætningen svarende til en lille belastning på fundamentet og proportionerer den op til den virkelige spænding, eller, hvad der er det samme, man benytter kun begyndelsestangenten K_t i konsolideringsforsøgets genbelastnings-sløjfer. Ellers er der ingen forskel fra den normale konventionelle sætningsberegning.

Afprøvning af metoden.

Metoden afprøves bedst ved pladeforsøg (omtalt side no. 142-46); disse forsøg er desværre ikke alle helt vellykkede, da de er foretaget om sommeren, hvor temperaturen i hele opstillingen kan svinge stærkt. Der er derfor bestemt den bedst mulige begyndelsestangent til hvert forsøg. Pladeforsøgenes fejlkilder er inhomogeniteter i jorden og skævheder i opstilling; skævheder i opstilling giver for store deformationer, inhomogeniteter som regel for små deformationer. Disse fejl

Forsøg no.	x) Overflade- last t/m ²	δ_{obs}	δ_{ber}	$\delta_{\text{obs}}/\delta_{\text{ber}}$
MS 1	1,95	0,100	0,119	0,84
A 4	2,4	0,108	0,114	0,95
A 5	2,4	0,020	0,114	0,17
A 6	2,4	0,066	0,114	0,58
A 7	2,4	0,270	0,114	2,36
B 1	2,3	0,148	0,105	1,41
B 2	2,3	0,230	0,105	2,19
B 3	0,9	0,134	0,155	0,87
B 4	0,9	0,170	0,155	1,09
B 5	0,9	0,148	0,155	0,95
B 6	≈ 0	0,400	0,210	-
C 1	1,5	0,125	0,128	0,98
C 2	1,5	0,179	0,128	1,40
C 3	1,1	0,160	0,148	1,08
C 4	1,1	0,120	0,148	0,81
C 5	1,1	0,185	0,148	1,25
C 6	1,1	0,160	0,148	1,08
C 7	1,3	0,182	0,140	1,30
C 8	1,0	0,155	0,150	1,03
C 9	1,3	0,150	0,140	1,07
C 10	1,3	0,144	0,140	1,03
C 11	1,3	0,125	0,140	0,89
C 11	0,8	0,220	0,163	1,35
D 1	1,0	0,109	0,134	0,81
D 2	1,0	0,085	0,134	0,63

Forsøg no.	Overflade- last t/m ²	δ_{obs}	δ_{ber}	$\delta_{\text{obs}}/\delta_{\text{ber}}$
D 3	1,0	0,125	0,143	0,88
D 4	1,0	0,145	0,143	1,01
D 5	$q \rightarrow 0$	0,230	0,202	1,14
D 6	$q \rightarrow 0$	0,200	0,202	0,99
D 7	0,7	0,160	0,170	0,94
D 8	0,7	0,138	0,170	0,81
D 9	0,7	0,175	0,170	1,03
D 11	1,1	0,110	0,148	0,74
D 12	$q \rightarrow 0$	0,210	0,210	1,00
E 1	0,2	0,200	0,194	1,03
F 1	0,8	0,066	0,131	0,51
F 3	$q \rightarrow 0$	0,192	0,203	0,95
85	2,35	0,040	0,075	0,53
86	2,35	0,090	0,075	1,20
159	0,70	0,050	0,070	0,72
304	0,70	0,046	0,068	0,68
305	0,70	0,070	0,068	1,03
13/9	~ 0	0,600	0,336	-
13/10	~ 0	0,500	0,336	-
301	0,2	0,400	0,355	1,13
303	0,2	0,460	0,355	1,30
81	~ 0	0,500	0,392	-
82	~ 0	0,500	0,392	-
83	~ 0	0,350	0,392	-
84	~ 0	0,750	0,392	-

x) svarende til forsøgets begyndelse.

Winkel : 4,6°

σ_{m} : 0,06

σ : 0,68

pårvirker altså væsentligt spredningen, men ikke middelværdien. Der udelukkes derfor ikke forsøg af denne grund.

Ved beregningen inddeles jorden i fire lag med lagtykkelserne 0.5D, 1D, 2D og 4D, og der medtages et restled, idet de sidste lags deformationer betragtes som en kvotientrække. Der benyttes en middelværdi af spændingen i hvert lag svarende til Boussinesq's formler, idet pladerne er så små (kun een over 30 cm i diameter), at laget kan regnes uendeligt; variationen af K_t så lille, at det næsten ingen virkning har ($\Delta m < 0.05$), og pladerne er funderet på overfladen. I middel af hvert lag er $\sigma_1 : p_m = 0.535, 0.270, 0.056$ og 0.013 . K_t findes på side no.78 - 83.

I skemaet på siden overfor er angivet de målte og de udregnede værdier i mm. De målte er begyndelsestangentens deformation for $p_m = 10 \text{ t/m}^2$ (i %).

Nogle forsøg er udført med vand på overfladen. Disse er markeret ved ~ 0 og udelukkes, da opblødning har fundet sted. Andre forsøg har gentagne gange ved uheld haft vand på overfladen, men dette er tørret op, inden opblødning (markeret ved $\rightarrow 0$).

Den observerede sætning er gennemsnitlig 3 % for stor. Sumkurven er vist på side no.165.

Metoden er altså god til bestemmelse af begyndelsestangenten.

I praksis er omstændighederne ikke så simple som for plade-forsøgene. Der vil derfor i det følgende blive vist et beregningseksempel med et cirkulært fundament med $D = 10 \text{ m}$ funderet på Kratbjerg-moræner med de i tidligere afsnit nævnte effekter: lagdeling og voksende stivhed med dybden.

Beregningseksempel

Pladens data: $D = 10 \text{ m}$, FUK = overside jord., belastn.: 10 t/m^2

Jordens data: $\gamma = 2.3 \text{ t/m}^3$, $K_t = 3400 + 1400 \bar{\sigma}_A \text{ t/m}^2$

Øvrige omstændigheder: G.V.S. 2 m under FUK. Laget uendeligt tykt.

lag no.	H/D	z/D	$\bar{\sigma}_A$	K_t
1	0.5	0.25	5.25 t/m^2	10750 t/m^2
2	1	1	$= 15.00 \text{ "}$	$= 24400 \text{ "}$
3	2	2.50	$= 34.50 \text{ "}$	$= 51600 \text{ "}$
4	4	5.50	$= 73.50 \text{ "}$	$= 107000 \text{ "}$

$$K_{FUK} = 3400 + 2 \cdot 1400 = 6200 \text{ t/m}^2; \Delta_m = \frac{24400 - 6200}{6200} = 2.94$$

Forudsætning I: Boussinesq's formler for punktlast.

Af side no.160 fås

lag no.1	$\Delta \bar{\sigma} = 5.35 \times 1.20 = 6.42$	$\delta = 2.99 \text{ mm}$	249
2	$2.70 \times 1.03 = 2.78$	$\delta = 1.14 \text{ mm}$	1.11
3	$0.56 \times 1.01 = 0.56$	$\delta = 0.21 \text{ mm}$	11
4	$0.13 \times 1 = 0.13$	$\delta = 0.05 \text{ mm}$	05
Restled		$\sim 0.01 \text{ mm}$	1
		4.4 mm	387 12%

Man bemærker, at det ikke har været nødvendigt at anvende Newmark'ske influenskort.

Forudsætning II: Fröhlich' teori kan anvendes, og kurverne side no.162 benyttes selv for stiv plade.

Det bedste n findes ved at forlange forøgelsen i E i overensstemmelse med Δ_m for $z = 5 \text{ m}$.

$$\frac{\partial E}{\partial z} = nkz^{n-1} = n K \cdot 5^{n-1} = \frac{\Delta_m \cdot K_{FUK}}{D} = \frac{2.94 \cdot 6200}{10} = 1825 \text{ t/m;}$$

$$E = K \cdot 5^n = 3400 + 8.5 \cdot 1400 = 15300 \text{ t/m}^2;$$

$$\text{heraf } n = 0.6$$

lag no.1	$\Delta \bar{\sigma} = 6.42 \times 1.035 = 6.64$	$\delta = 3.09 \text{ mm}$
2	$2.78 \times 1.165 = 3.24$	$\delta = 1.33 \text{ mm}$
3	$0.56 \times 1.20 = 0.67$	$\delta = 0.26 \text{ mm}$
4	$0.13 \times 1.21 = 0.16$	$\delta = 0.06 \text{ mm}$
Restled		$\sim 0.01 \text{ mm}$
		4.75 mm

Hvis Fröhlich' teori er rigtig, betyder anvendelsen af Boussinesq-formlerne i dette tilfælde, at sætningen bliver 8 % for lille. Størrelsesordenen er sikkert korrekt.

Forudsætning III: lagtykkelsen er 15 m (lag no.1 + 2). Burmeisters løsning kan anvendes selv for stiv plade.

Boussinesq-formler for uendeligt halvrum giver 4.13 mm

lag no.1	$z/H = 0.167$	$\Delta \bar{\sigma} = 6.42 \cdot 1.01; \delta = 2.99 \cdot 1.01 =$	3.02
2	$z/H = 0.667$	$\Delta \bar{\sigma} = 2.78 \cdot 1.09; \delta = 1.14 \cdot 1.09 =$	1.24
			$\delta = 4.26 \text{ mm}$

Afvigelsen er ca. 3 %.

En enkelt gennemregning af de teoretiske virkninger af tiltagende stivhed med dybden og et stift lag under pladen viser altså, at den normale fremgangsmåde giver for små sætninger, men at afvigelsen næppe overskrider 10 - 15 %. Endvidere at den største del af denne afvigelse skyldes, at man benytter Boussinesq's formler for punktlast, der giver for stor trykspredning i jorden.

Metoden er strengt taget kun efterviselig for det aksialsymmetriske tilfælde.

Skal den overføres til det plane tilfælde, skal man naturligvis anvende den trykfordeling, der svarer til dette tilfælde, men derudover spiller den mellemste hovedspænding en rolle. På **appendix** er det vist, at der ikke er en entydig sammenhæng mellem deformationerne i det plane og aksialsymmetriske tilfælde undtagen for $\nu = 1/2$ (det udrænede tilfælde). Da initialdeformationerne udgør en stor procentdel af de samlede deformationer (ca. 80 %), synes det logisk også at antage denne sammenhæng i det drænede tilfælde. Formfaktoren bliver

$$s_0 = 1/4 (3 + B/L);$$

i kap.7 er vist eksempel på anvendelsen af denne (side no.219).

Andre sætningsberegningsmetoder

I den almindelige sætningsberegning (I) antager man et deformationsfelt for jorden under pladen (lodret nedadrettet bevægelse under pladen), medens man benytter den almindelige trykfordeling. En sådan beregning giver for små deformationer, svarende til at den tilhørende brudberegning giver for høj brudværdi (her: uendelig).

En anden metode (II) består i at påsætte de korrekte spændinger (her Boussinesq's løsning) og se bort fra indflydelsen af de vandrette deformationer, der giver højere sidetryk. En sådan beregning vil give for store sætninger, svarende til at den tilhørende brudberegning giver for lav brudværdi.

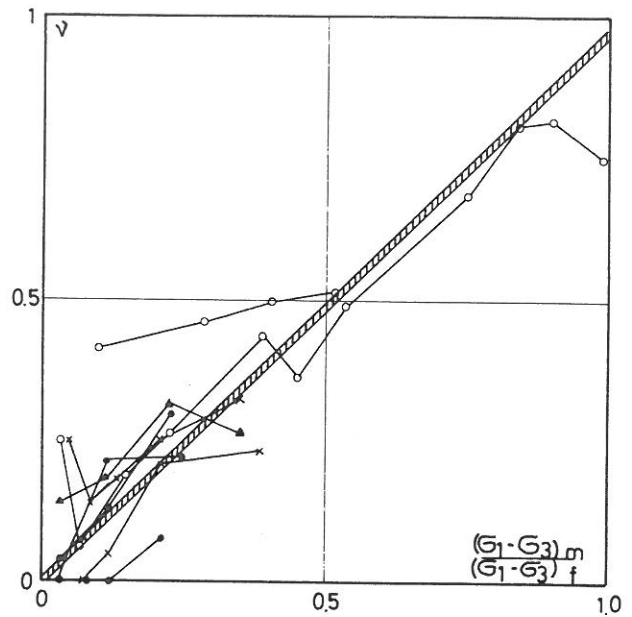
Det ses, at der naturligvis er overensstemmelse mellem sætningsberegninger og brudberegninger på den måde, at en kinematisk bestemt metode giver for stor bæreevne og for små deformationer og omvendt for en statisk bestemt metode. Re-

Sætningsberegning efter deformationsmodel

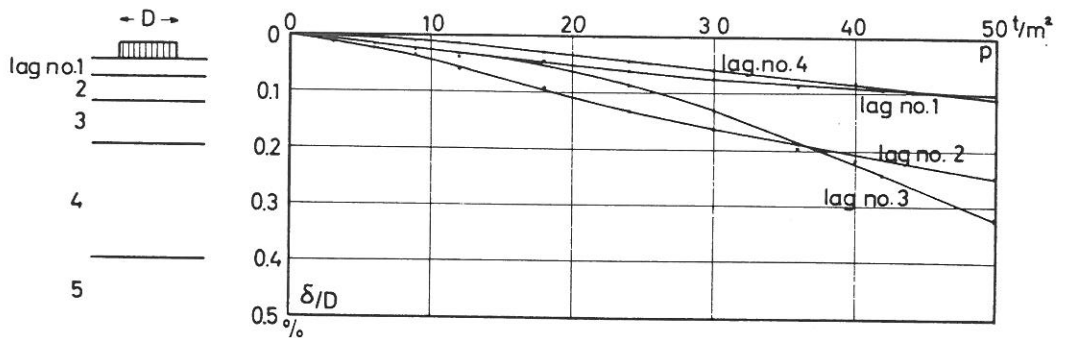
Poissons forhold bestemt
ved CD-forsøg

$$\nu = -\frac{d\varepsilon_3}{d\varepsilon_1}$$

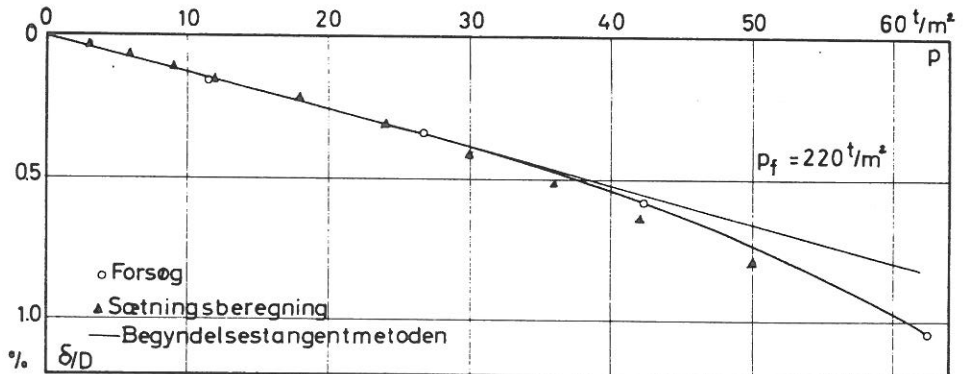
Kratbjerg moræner
lab. no. 97, 123, 127 og 130
Belastningstrin.



Beregnete deformationer i de enkelte lag (svarende til nederst)



5 cm pladeforsøg med $\bar{q} = 1.2 \text{ t/m}^2$. Gennemsnit af 6 forsøg



sonnementet omfatter dog kun brudfigurer med zonebrud.

Metode II vil derfor altid give for store sætninger. Eks-
 mpler på denne er Skempton-Bjerrums metode og Brinch Hansens sæt-
 ningsberegning (GI-bulletin no.20).

Brinch Hansen sammenligner en målt sætning på Asnæs sand på
 4 mm beregnet efter den almindelige sætningsberegning (11 mm) og
 efter den nye, statisk bestemte metode (38 mm). Den målte sætning
 er større end beregnet efter den anden metode (dog kun lidt). Der
 er dog så megen usikkerhed i målingerne, at man ikke kan skelne
 38 og 44 mm.

Metode II anvendt på moræneler.

I det følgende skal kort gennemgås en sætningsberegning, der
 bygger på den opstillede deformationsmodel, hvorved der tages hen-
 syn til de vandrette deformationer samt den korrekte forbelast-
 ningssspænding. Endvidere kan man i nogen grad tage hensyn til
 spændingsomlejringer i jorden (dette på samme grundlag som hele
 sætningsberegningen).

Det første problem er at fastlægge Poissons forhold ν , der
 bestemmer de vandrette spændinger i jorden. I laboratoriet kan ν
 bedst bestemmes i et CD-forsøg, idet volumenmålingen er sikrest,
 når kammertrykket holdes konstant. ν defineres her som

$$\frac{d\epsilon_3}{d\epsilon_1}$$
, og der måles altså een værdi pr. trin. Resultatet ses øverst
 side no.170. ν er ikke en konstant som forudsat i elasticitets-
 teorien, men er simpelthen ligefrem proportional med brudtilstan-
 den. Denne variation benyttes ved sætningsberegningen, idet der
 dog kun udregnes en værdi pr. trin i dybden $D/2$ under pladen, og
 denne benyttes for alle sætningsgivende lag.

Man må altså skønne et ν for et lag, udregne de vandrette og
 lodrette spændinger, udregne $(\sigma_1 - \sigma_3) m / (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ og kontrollere
 skønnet. Det fremkomne ν benyttes for hele laget for at sikre, at
 der er ligevægt. Herefter er det muligt at benytte deformations-
 modellen til beregning af deformationerne.

ν 's variation stemmer iøvrigt med det faktum, at konsolide-
 ringsforsøg kan anvendes ved sætningsberegning. Er $\nu = 0$ både i
 naturen og i konsolideringsforsøg for små genbelastningsspændinger,
 influerer de vandrette spændinger ikke på de lodrette deformatio-
 ner. Man må altså i dette tilfælde kunne beregne begyndelsestan-
 genten.

Det anden problem er, at spændingerne i naturen før placering af bygværk næppe er isotrope. Derfor kan man ikke umiddelbart forvente, at deformationsmodellen kan anvendes. For en bestemt aflastningsgrad må spændingerne være isotrope. Til en sætningsberegning anvendes derfor små plader, hvor aflastningsgraden i de sætningsgivende lag er næsten konstant ($R_a \sim 0.02 - 0.03$), og spændingerne måske er isotrope (kan skønnes ud fra konsolideringsforsøg).

Jorden er inddelt i 5 lag ($H/D = 0.3, 0.4, 0.8, 2$ og 4). I det sidste lag er deformationerne kun 2 % af de totale deformationer. På side no.170 figur 2, er vist deformationerne i de øverste fire lag. Det ses, at lag no.3 kommer i brud, medens lag no.1 og 2 konsolideres. Forbelastningens indflydelse er temmelig lille. En fordobling af denne vil gøre deformationerne ca.15 % mindre. Forbelastningsmiddelspændinger her anslået til $\bar{\sigma}_{pc}^3 = 52 \text{ t/m}^2$.

På den nederste figur side no.170 ses denne sætningsberegning sammenlignet med forsøg og begyndelsestangentmetoden. Der ses at være god overensstemmelse.

En sætningsobservation omtalt i kap.7 giver en mulighed for en sammenligning mellem de to beregningsmetoder. Det er dog sådan, at der ved sætningsobservationen er en kraftig dybdevirkning.

Procentvis sammentrykning af jordlagene.

Lag	Begyndelses- tangentmetoden (D=12 m)	Deformationsmodel F > 10 (D=5cm)	Observation Ammonia (D=12m)
øverste 0,2 D	40 %	10-12 %	12 %
øverste 0,63 D	87 %	55-60 %	75 %

Det ses, at dybdevirkningen overdrives stærkt ved den konventionelle metode. Der er overensstemmelse mellem tallene i de to sidste kolonner, de tidligere overvejelser taget i betragtning.

6. SÆTNINGERNES TIDSFORLØB

Der er i det foregående enkelte gange omtalt konsolideringens tidsforløb ved eendimensional strømning. Således er omtalt teorien for vandmættet jord på side no.65, og det er forsøgt at opstille de samme udtryk for jord, der kun næsten er vandmættet, således som det næsten altid er tilfældet for morænelersprøver.

Udtrykkene gjaldt kun for et jordlag med tykkelsen H , der blev drænet i den ene ende, eller en prøve med højden $2H$, der blev drænet i begge ender.

I det følgende vil der blive foretaget en beregning af det tredimensionale, specielt det axialsymmetriske tilfælde, som det takket være de elektroniske regnemaskiners store kapacitet og regnehastighed er blevet muligt at behandle numerisk.

De axialsymmetriske tilfælde, der skal betragtes, er dels dræningens tidsforløb i det nye danske konsolideringsapparat, dels dræningen under såvel stive som slappe fundamenter. For disse vil poreovertrykket blive beregnet ud fra elasticitetsteorien under anvendelsen af Boussinesq's formler, idet man på grund af normale fundamenteres store totalsikkerhed må befinde sig i en tilstand, hvor denne tilnærmelse er rimelig.

Regneprogrammerne vil ikke blive vist, men omtalen af beregningerne vil blive så grundig, at alle tilnærmelser og numeriske metoder kan ses.

Der vil senere blive vist ved eksempler, hvor godt det udførte arbejde stemmer med anden teori og med praktiske målinger.

6.1 Teori for rumlig dræning

I appendix er ligevægtsligningerne for en elementarterning opstillet (17).

Differentieres ligningerne med hensyn til henholdsvis x , y og z og summeres, fås:

$$G(\nabla^2 \varepsilon_x + \nabla^2 \varepsilon_y + \nabla^2 \varepsilon_z) + \frac{G}{1-2\nu} \nabla^2 \varepsilon_v + \gamma_w \nabla^2 h = 0$$

eller
$$\frac{2(1-\nu)}{1-2\nu} G \cdot \nabla^2 \mathcal{E}_v + \gamma_w \nabla^2 h = 0$$

$$\nabla^2 \mathcal{E}_v = - \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} \frac{1}{G} \gamma_w \nabla^2 h$$

af (7) i appendix ses $\nabla^2 \mathcal{E}_v = - \frac{\gamma_w}{K} \nabla^2 h$; (18)

Det ses, at konsolideringsmodulen indgår også i en rumlig dræningstilstand!

Strømningen af porevandet på grund af potentialforskelle findes af Darcy's lov: $v_x = k i_x = -k \frac{\partial h}{\partial x}$,

idet vi forudsætter, at k er ens i alle retninger.

Betragtes elementarterningen, findes sammentrykningen pr. tidsenhed i x -aksens retning som ændringen i gennemstrømningshastighed gennem endefladerne

$$\frac{\partial \mathcal{E}_x}{\partial t} = \frac{\partial v_x}{\partial x}$$

og de analoge.

Volumenændringen pr. tidsenhed bliver

$$\frac{\partial \mathcal{E}_v}{\partial t} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = -k \nabla^2 h$$

Af (18) ses:

$$\frac{\partial \mathcal{E}_v}{\partial t} = + \frac{k \cdot K}{\gamma_w} \nabla^2 \mathcal{E}_v = c \cdot \nabla^2 \mathcal{E}_v \quad (19)$$

Da de totale spændinger ikke ændres under et belastnings-trin, er ethvert differentiale af \mathcal{E}_v proportional med det tilsvarende differentiale af h . Idet

$$\mathcal{E}_v = \frac{1-2\nu}{E} (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) - 3 \frac{1-2\nu}{E} \gamma_w \cdot h \quad (\text{Appendix (2)})$$

er
$$\frac{\partial \mathcal{E}_v}{\partial t} = - \frac{3(1-2\nu)}{E} \gamma_w \frac{\partial h}{\partial t} \text{ og } \frac{\partial^2 \mathcal{E}_v}{\partial x^2} = - \frac{3(1-2\nu)}{E} \gamma_w \frac{\partial^2 h}{\partial x^2}$$

Ligning (19) kan derfor også skrives:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = c \cdot \nabla^2 h$$

Ved løsning af denne differentiaalligning skal der opfyldes en begyndelsesbetingelse og to randbetingelser.

Begyndelsesbetingelsen er en bestemt fordeling af poreovertrykket over det betragtede område til tiden $t = 0$.

På det betragtede områdes grænser indgår randbetingelserne

1. permeabel grænse $h = 0$
2. impermeabel grænse. Differentialet af h vinkelret på grænsen er nul.

Løsningen kan gøres dimensionsløs ved indførelse af den dimensionsløse tidsfaktor

$$T = \frac{c \cdot t}{\gamma_w H^2} \quad (\text{for konsolideringsapparater})$$

$$T = \frac{c \cdot t}{\gamma_w D^2} \quad (\text{for plader})$$

Visse problemer indeholder endnu een grænsebetingelse, nemlig en deformationsbetingelse. I det monoaxiale tilfælde, at overfladen skal sætte sig lige meget (er automatisk opfyldt).

I to tilfælde omtalt i det følgende indgår denne betingelse

1. Konsolideringsforsøg med lille filtersten (det nye konsolideringsapp.).

Betingelsen: plan leroverflade.

2. En stiv plades sætning.

Betingelsen: jordoverfladen under pladen skal have samme lodrette deformation.

Resultatet vil for 1. blive udtrykt ved eet tal, nemlig en størrelse, der indsat i den normale formel for t giver det rigtige konsolideringstidspunkt. Størrelsen kaldes den "ækvivalente" drænvej, og man har

$$t_c = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{\gamma_w \cdot H^2}{k \cdot K} \cdot \text{æqv}$$

Nummerisk metode til beregning af dræning.

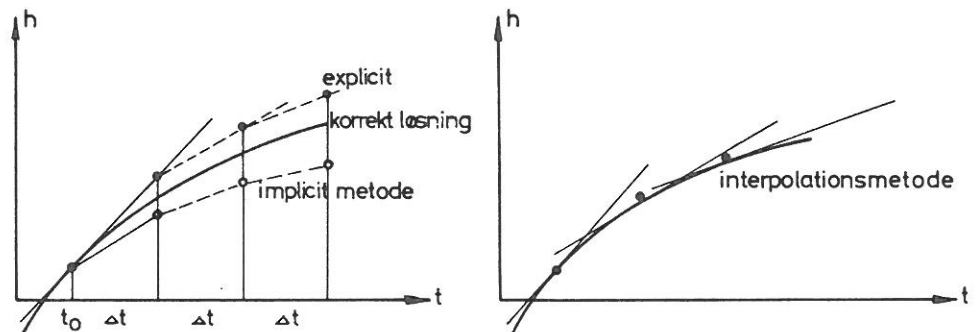
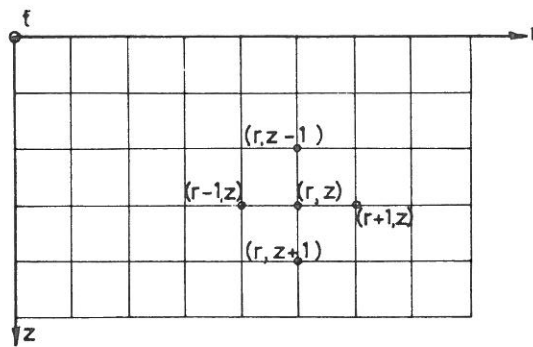
I det følgende er beskrevet en metode, der er anvendt i et EDB-program, og som er udformet med henblik herpå.

Den ligning, der skal løses, er

$$\frac{\partial h}{\partial t} = c \nabla^2 h \quad (1)$$

hvor $\nabla^2 h$ i det axialsymmetriske tilfælde er $\frac{\partial^2 h}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial h}{\partial r} + \frac{\partial^2 h}{\partial z^2}$;

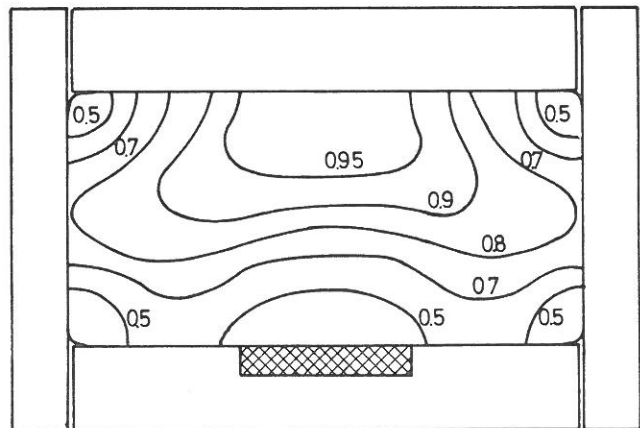
i det tredimensionale tilfælde er $\nabla^2 h = \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial z^2}$;



Eksempel på aksialsymmetrisk dræning.

Isobarer for dansk konsolideringsapparat.

$U \approx 0.1$
Dræning til filtersten
og
spalter



Den numeriske metode forudsætter givet potentialet til tiden $t = t_0$ i en række punkter i et netværk samt grænsebetingelserne for dette netværk. Grænsebetingelserne kan være "impermeabel" eller "permeabel".

For et punkt (r, z) kan findes de tilnærmede numeriske udtryk:

$$\begin{aligned}\frac{\partial h}{\partial t} &= \frac{h_{r,z}^{t+1} - h_{r,z}^t}{\Delta t} ; \\ \frac{\partial h}{\partial z} &= \frac{h_{r,z+1} - h_{r,z-1}}{2\Delta z} ; \\ \frac{\partial h}{\partial r} &= \frac{h_{r+1,z} - h_{r-1,z}}{2\Delta r} ; \\ \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} &= \left(\frac{h_{r,z+1} - h_{r,z}}{\Delta z} - \frac{h_{r,z} - h_{r,z-1}}{\Delta z} \right) : \Delta z = \\ &\quad \frac{h_{r,z+1} + h_{r,z-1} - 2h_{r,z}}{\Delta z^2} ; \\ \frac{\partial^2 h}{\partial r^2} &= \frac{h_{r+1,z} + h_{r-1,z} - 2h_{r,z}}{\Delta r^2}\end{aligned}$$

Ligning (1) kan nu skrives

$$\begin{aligned}h_{r,z}^{t+1} - h_{r,z}^t &= \frac{\Delta t \cdot c}{\Delta r^2} (h_{r+1,z} + h_{r-1,z} - 2h_{r,z} + \\ &\quad \frac{\Delta r}{2r} (h_{r+1,z} - h_{r-1,z})) + \\ &\quad \frac{\Delta t \cdot c}{\Delta z^2} (h_{r,z+1} + h_{r,z-1} - 2h_{r,z})\end{aligned}$$

Varierer konsolideringskoefficienten c med dybden, fås f.eks.

$$c = c_0(1 + dc \cdot z)$$

der kan vises at gælde for forbelastede jordarter.

Man indfører ikke herved nogen fejl i den teoretiske udledning, forudsat at variationen af c kun skyldes variation i konsolideringsmodulen K , idet denne indgår i ligevægtsligningerne for et uendelig lille jordelement, og man derfor blot skal tolke K som en tangentmodul.

Det ses at være en fordel at benytte kvadratnet (for ani-

sotrop jord $\frac{c_r}{\Delta r^2} = \frac{c_z}{\Delta z^2}$), hvorved ligningssystemet forenkles.

$$h_{r,z}^{t+1} = h_{r,z}^t + \frac{\Delta t \cdot c}{m^2} (h_{r+1,z}^t + h_{r-1,z}^t + h_{r,z+1}^t - 4h_{r,z}^t + \frac{m}{2r} (h_{r+1,z}^t - h_{r-1,z}^t)); \quad (2)$$

idet vi i det følgende lader r' og z' opfylde betingelsen

$$r' = r : m;$$

$$z' = z : m;$$

$$\text{fås} \quad c = c_0 (1 + (m \cdot dc) \cdot z')$$

og i ligning (2) forsvinder m'^{et} inden i parantesen; ligning (2) kan herefter løses, idet hele højre side er kendt. Metoden er ustabil for $\frac{\Delta t \cdot c}{m^2} > \frac{1}{8}$ og giver resultater, der afviger ensidigt. Metoden er kendt som den explicitte løsning af problemet.

Ligningen kan også løses på en anden måde, idet alle potentialerne i parantesen kan svare til tiden $t+1$; herved fås for hvert punkt en ligning med 5 ubekendte. I alt $(r'+1)(z'+1)$ ligninger med lige så mange ubekendte. Metoden, der altså er implicit, er stabil for alle Δt , men afviger ensidigt til modsat side. På figurerne er for et simpelt tilfælde vist grunden til afvigelserne. Ved den explicitte løsning bestemmes det næste punkt ved at gå ud ad tangenten; idet $\frac{\partial h}{\partial t}$ udregnes for $t = t_0$. Ved den implicitte løsning benyttes derimod den hældning næste punkts tangent har, idet $\frac{\partial h}{\partial t}$ udregnes for $t = t_0 + \Delta t$.

En bedre metode består i at interpolere mellem disse to

hældninger, altså benytte $(1 - \varepsilon) \frac{\Delta h^t}{\Delta t} + \varepsilon \frac{\Delta h^{t+1}}{\Delta t}$. Denne metode er stabil for $\frac{1}{2} \leq \varepsilon \leq 1$ og langt præcisere. (se figuren). Metoden er implicit og giver samme arbejde som den tidligere nævnte implicitte metode.

Der findes mange andre og mere præcise metoder; imidlertid kan denne vises at være praktisk til EDB-programmer, fordi den kan tilnærmes en "cyklisk" metode.

Skrives ligning (2) på formen

$$h_{t+1} - h_t = \frac{\Delta t \cdot c}{m^2} mh$$

betyder mh den i parantesen anførte procedure.

Den explicitte metode

$$h_{t+1} - h_t = \frac{\Delta t \cdot c}{m^2} m h_t; \left(\frac{\Delta t \cdot c}{m^2} < \frac{1}{8} \right)$$

Den implicitte metode

$$h_{t+1} - h_t = \frac{\Delta t \cdot c}{m^2} m h_{t+1}$$

Interpolationsmetoden

$$h_{t+1} - h_t = \frac{\Delta t \cdot c}{m^2} (\mathcal{E} m h_{t+1} + (1 - \mathcal{E}) \cdot m h_t);$$

Tilnærmelse består i først at sætte $\mathcal{E} = 0$ (\sim explicit metode)

$$h_{t+1} = h_t + \frac{\Delta t \cdot c}{m^2} m h_t;$$

Herefter kendes h_{t+1} , og man kan nu finde

$$m h_{t+1} = m h_t + \frac{\Delta t \cdot c}{m^2} m^2 h_t$$

idet $m^2 h_t$ blot betyder, at processen $m h_t$ har fundet sted to gange.

Med $\mathcal{E} = \frac{1}{2}$ fås

$$\begin{aligned} h_{t+1} &= h_t + \frac{\Delta t \cdot c}{m^2} (0.5 \cdot m h_t + 0.5 \frac{\Delta t \cdot c}{m^2} m^2 h_t + 0.5 m h_t) = \\ &= h_t + \frac{\Delta t \cdot c}{m^2} m h_t + 0.5 \left(\frac{\Delta t \cdot c}{m^2} \right)^2 m^2 h_t \end{aligned}$$

Tredie tilnærmelse

$$\begin{aligned} h_{t+1} &= h_t + \frac{\Delta t \cdot c}{m^2} (0.5 m h_t + 0.5 \frac{\Delta t \cdot c}{m^2} m^2 h_t + 0.25 \left(\frac{\Delta t \cdot c}{m^2} \right)^2 m^3 h_t \\ &\quad + 0.5 m h_t) \\ &= h_t + \frac{\Delta t \cdot c}{m^2} m h_t + 0.5 \left(\frac{\Delta t \cdot c}{m^2} \right)^2 m^2 h_t + 0.25 \left(\frac{\Delta t \cdot c}{m^2} \right)^3 m^3 h_t \end{aligned}$$

og efter den n^{te} tilnærmelse

$$h_{t+1} = h_t + \frac{\Delta t \cdot c}{m^2} m h_t + 0.5 \left(\frac{\Delta t \cdot c}{m^2} \right)^2 m^2 h_t + \dots$$

$$0.5^{n-1} \left(\frac{\Delta t \cdot c}{m^2} \right)^n m^n h_t$$

Som tilnærmelse gælder $m^n h_t = -4 m^{n-1} h_t$ for små n , for større n derimod $m^n h_t \simeq -10 m^{n-1} h_t$

Metoden er altså stabil for $\frac{\Delta t \cdot c}{m^2} = \frac{1}{5}$.

Sættes en fast grænse for regnenøjagtighed og medtages der det dertil nødvendige antal led, kan det vises, at der er et minimum for regnearbejdet ved $\frac{\Delta t \cdot c}{m^2} \approx \frac{1}{10}$.

Fordelen ved metoden består iøvrigt i, at regnemaskinen skal udføre den samme procedure et antal gange. Dette regnearbejde kan let vises at være meget mindre end arbejdet ved en implicit eller præcis løsning.

Andre formler indgående i den numeriske metode.

Det ses, at ligningen ikke kan anvendes for $r = 0$, idet $\frac{1}{r} \frac{\partial h}{\partial r}$ bliver ubestemt. Da man har

$$\frac{f(x)}{q(x)} = \frac{f'(x)}{q'(x)} = \frac{f''(x)}{q''(x)} \text{ for } q(x) \rightarrow 0 \text{ og } f(x) \rightarrow 0$$

ses det, at $\frac{1}{r} \frac{\partial h}{\partial r}$ erstattes af $\frac{\partial^2 h}{\partial r^2}$.

Herved fås for $r = 0$

$$\begin{aligned} mh &= 2h_{r+1,z} + 2h_{r-1,z} - 4h_{r,z} + h_{r,z+1} + h_{r,z-1} - 2h_{r,z} \\ &= 4h_{r+1,z} + h_{r,z+1} + h_{r,z-1} - 6h_{r,z}; \end{aligned}$$

For impermeabel grænse spejles nettet i den impermeable grænse, J: er $z = a$ impermeabel, fås

$$\begin{aligned} mh &= 2h_{r,a-1} + h_{r+1,a} + h_{r-1,a} - 4h_{r,a} + \frac{1}{2r} (h_{r+1,a} \\ &\quad - h_{r-1,a}); \end{aligned}$$

er $r = b$ impermeabel, fås

$$mh = 2h_{b-1,z} + h_{b,z-1} + h_{b,z+1} - 4h_{b,z};$$

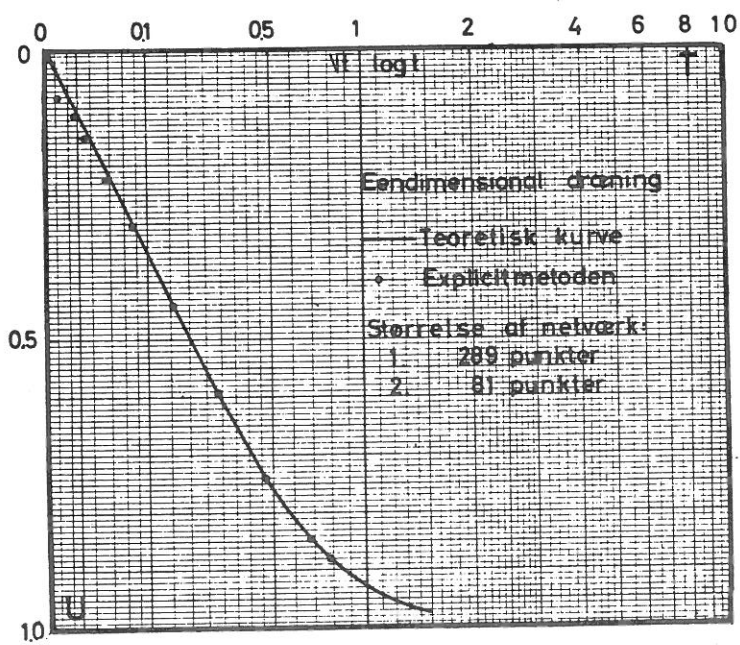
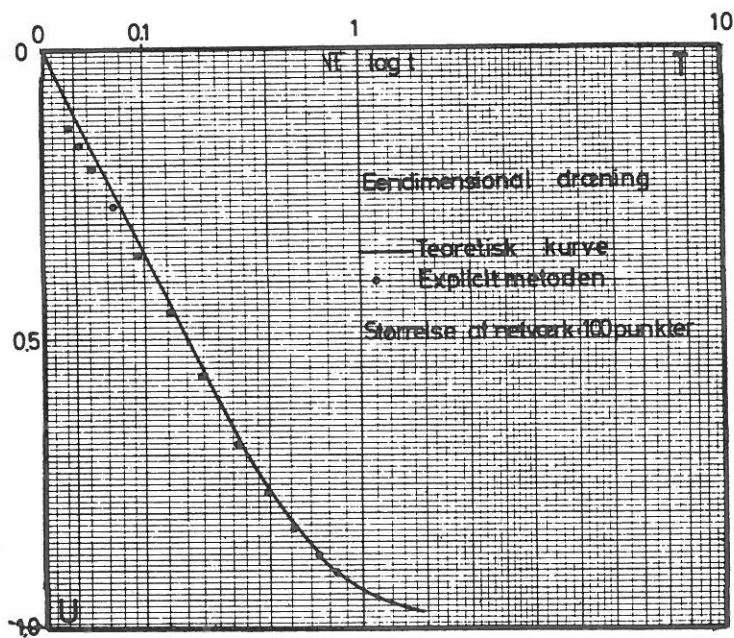
For permeabel grænse sættes $h = 0$ efter hver gennemregning.

Regneprogrammer.

EDB-programmer i algol.

Der er udført to programmer, der dækker de føromtalte numeriske metoder.

11.



Det ene program er udformet med henblik på billig udregning. Der er derfor kun anvendt det hurtige lager og explicitmetoden med fast tidsinterval $\Delta t = \frac{m^2}{8 \cdot c}$. Et netværk på 100 punkter gennemregnes een gang på 4 sek.

Det andet program er udformet med henblik på større netværk og anvender derfor tromlelageret. Der benyttes "rækkeudviklingen" med n mellem 1 og 3 (1 giver explicitmetoden). Normalt anvendes tidsintervallet $\Delta t = \frac{m^2}{10c}$ forudsat at $mh_t < 0.3 h_t$. Kravet betyder, at hvis $h_t = 1$, fås

$$h_{t+1} = 1.00 - 0.03 + 0.006 - 0.002 + 0.001$$

3: er $n = 1$, er nøjagtigheden ca.1 %, for $n = 3$ ca.1 o/oo. Er $mh_t > 0.3 h_t$ (dette er tit tilfældet i begyndelsen af en tidskurve), forkortes tidsintervallet indtil $\frac{m^2}{40c}$ og sættes først op, når kravet er opfyldt (til $\frac{m^2}{20c}$ og $\frac{m^2}{10c}$). Er netværket større end 200 punkter, vil dette senere blive reduceret i flere omgange med $1/4$, indtil netværkets størrelse ligger mellem 50 og 200 punkter.

Dette program er temmelig tidsrøvende. Med et netværk på 100 punkter tager en cyklus for $n = 1$ 10.8 sek. (explicitmet.)

$$n = 3 \quad 26.0 \quad "$$

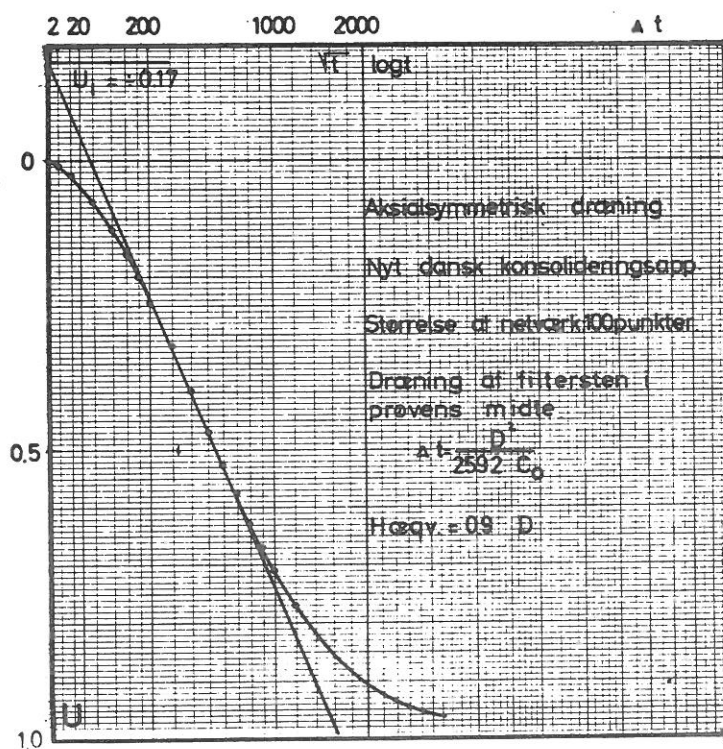
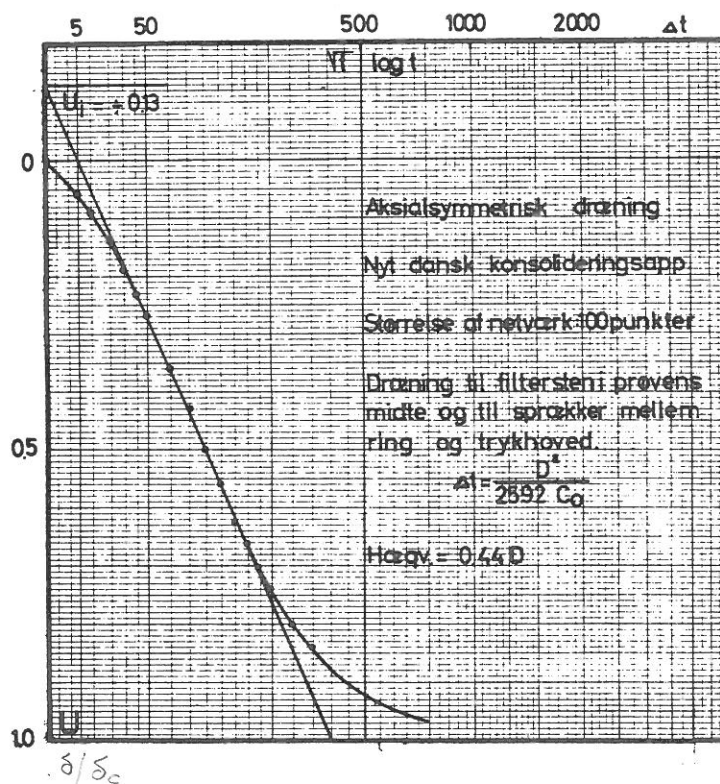
Eksempel på dræning:

Eendimensional dræning.

I et almindeligt konsolideringsforsøg har man en eendimensional dræningstilstand.

Denne er udregnet teoretisk og har derfor interesse som kontrol. På figuren ses explicitmetoden med fast tidsinterval på $\frac{m^2}{8 \cdot c}$. Det ses, at regnemethodens præcision er på ca.2 %, når man ser bort fra starten, der er noget mere upræcis på grund af det lille netværk. Da denne metode er temmelig hurtig, anvendes den i det følgende til udregning af tidskurver for det danske konsolideringsapparat.

En mere nøjagtig udregning kan fås ved at øge netværket i starten. På næste figur er vist explicitmetoden igen, denne gang startende med 289 netpunkter, der senere reduceres til 81 netpunkter. Intervallængden er her $t = \frac{m^2}{10c}$. Metoden ses at være præcis inden for tegnenøjagtigheden. Dette program anvendes iøvrigt til beregning af sætningers tidsforløb, idet



poreovertrykkene i jorden i starten er temmelig komplicerede, men senere forenkles så meget, at fejlen ved at gøre netværket grovere er ringe.

Eksempel på aksialsymmetrisk dræning:

Det nye konsolideringsapparat.

Som første eksempel skal her vises en gennemregning af en tidskurve for et belastningstrin, udført i det nye konsolideringsapparat, idet der udregnes to tilfælde, nemlig kun dræning til filtersten i midten og også dræning til sprække mellem trykhoveder og ring.

På grund af regnetiden er der valgt et relativt lille netværk (100 punkter), og en dræning til sprækkerne vil derfor få for stor betydning. Den regningsmæssige, effektive sprækkebredde er $\frac{1}{2}$ maskevidde. Den effektive spaltebredde er dog også større end den virkelige, fordi materialet næppe presses helt ud til spalten.

Den virkelige tidskurve ligger derfor et sted imellem de to udregnede.

På figurerne er angivet den ækvivalente drænvej, som er den størrelse, der skal indsættes i den almindelige ligning til bestemmelse af permeabiliteten k ud fra t_c .

På det foreliggende grundlag skønnes som det rimeligste

$$H_{\text{æqv}} = 0.7 D.$$

Det ses, at den initiale mætningsgrad er mindre end nul. I middel $U_i = -0.15$. Grunden er, at ændringerne af potentialerne i starten er temmelige voldsomme, indtil en mere stabil tilstand er indtruffet. På side nq176 er vist en sådan endnu ustabil tilstand.

En ting, der adskiller dette eksempel fra det foregående, er, at det er nødvendigt at opfylde en deformationsbetingelse, nemlig at overfladen skal deformeres plant. Opfyldes denne ikke, synker prøvens overflade hurtigt ned på midten, hvorunder drænet befinder sig. Deformationsbetingelsen opfyldes ved en omfordeling af poretrykkene efter hver "dræning". Hertil anvendes ballasttalmetoden.

6.2 Sætningers tidsforløb for cirkulære plader på elastisk halvrum.

I det følgende skal gennemgås beregninger af sætningers tidsforløb forudsat, at hele belastningsændringen påføres på een gang. Beregningerne kan derfor først og fremmest bruges til beregning af modelpladers sætning og kun i mindre grad til sætningen af bygværker, hvor dog f.eks. store siloer kan regnes at komme i en korttidstilstand. (Store fundamenter og hurtig påførelse af belastning).

I beregningerne indgår E og ν for det betragtede medium. Som tidligere omtalt er det kun ν , der influerer på spændingsfordelingen under pladen. Det giver sig udtryk i, at poreovertrykkene ændres, men med samme faktor over hele området for samme variation i ν . Initialdeformationens andel i den samlede sætning varierer derved. Der gælder, idet $U = \frac{\delta}{\delta c}$:

For bøjelig plade, ensformig fordelt spænding

$$0.5 \leq U_i < 1 \quad \text{for} \quad 0 \leq \nu < \frac{1}{2}$$

For stiv plade

$$0.67 \leq U_i < 1 \quad \text{for} \quad 0 \leq \nu < \frac{1}{2}$$

(For $\nu = \frac{1}{2}$ er opgaven ubestemt, idet c 'et i ligning (2) side no.178 bliver ∞).

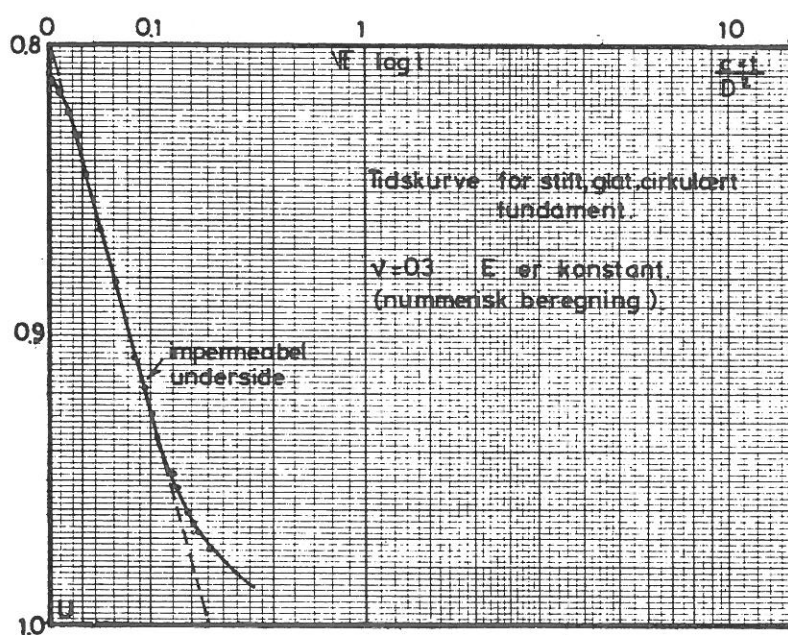
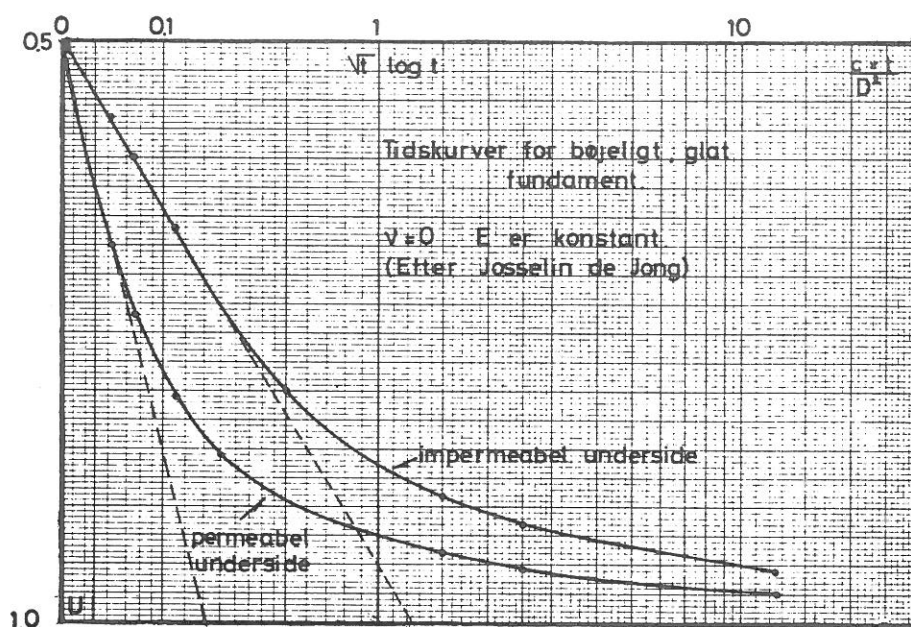
Som følge heraf, bliver sætningens tidsforløb uafhængigt af ν , og man kan frit vælge denne størrelse.

6.21 Cirkulær bøjelig plade.

Dette tilfælde er gennemregnet af Josselin de Jong, og der skal derfor kun refereres til resultatet af hans arbejde.

Han har udregnet sætningernes tidsforløb både for en plade med impermeabel underside og for permeabel underside. Tidskurverne er vist på siden overfor. Det bemærkes, at der er meget stor forskel på de to kurver, og man er derfor nødt til at undersøge, hvilken grænsebetingelse der passer bedst på det foreliggende problem.

Normalt består undersiden af et temmelig tyndt lag grovbeton med stort V/C-forhold. Sættes dette til 0.9, er permeabiliteten ca. $0.6 \cdot 10^{-10}$ m/sek.



For en god beton er denne dog langt mindre. (For $V/C = 0.4 \sim 10^{-14}$ m/sek., for $V/C = 0.6 \sim 0.25 \cdot 10^{-12}$ m/sek.).

For moræneler, hvor $k_{10} \approx 10^{-9}$ m/sek., kan man altså altid regne med impermeabel underside, og beregningerne på de følgende sider er derfor gennemført under disse omstændigheder.

For mindre permeable lerarter f.eks. lillebæltssler, må man derimod muligvis regne med permeabel underside. Faktoren er ca. 6 på tidsforløbet.

Man får følgende sammenhæng:

$$\text{Impermeabel underside} \quad T^2 = 1.2 \cdot \frac{U_i - U}{U_i - 1} \text{ for } \frac{U_i - U}{U_i - 1} < 0.50$$

$$\text{Permeabel underside} \quad T^2 = 0.2 \cdot \frac{U_i - U}{U_i - 1} \text{ for } \frac{U_i - U}{U_i - 1} < 0.40$$

5.22 Cirkulær, stiv plade.

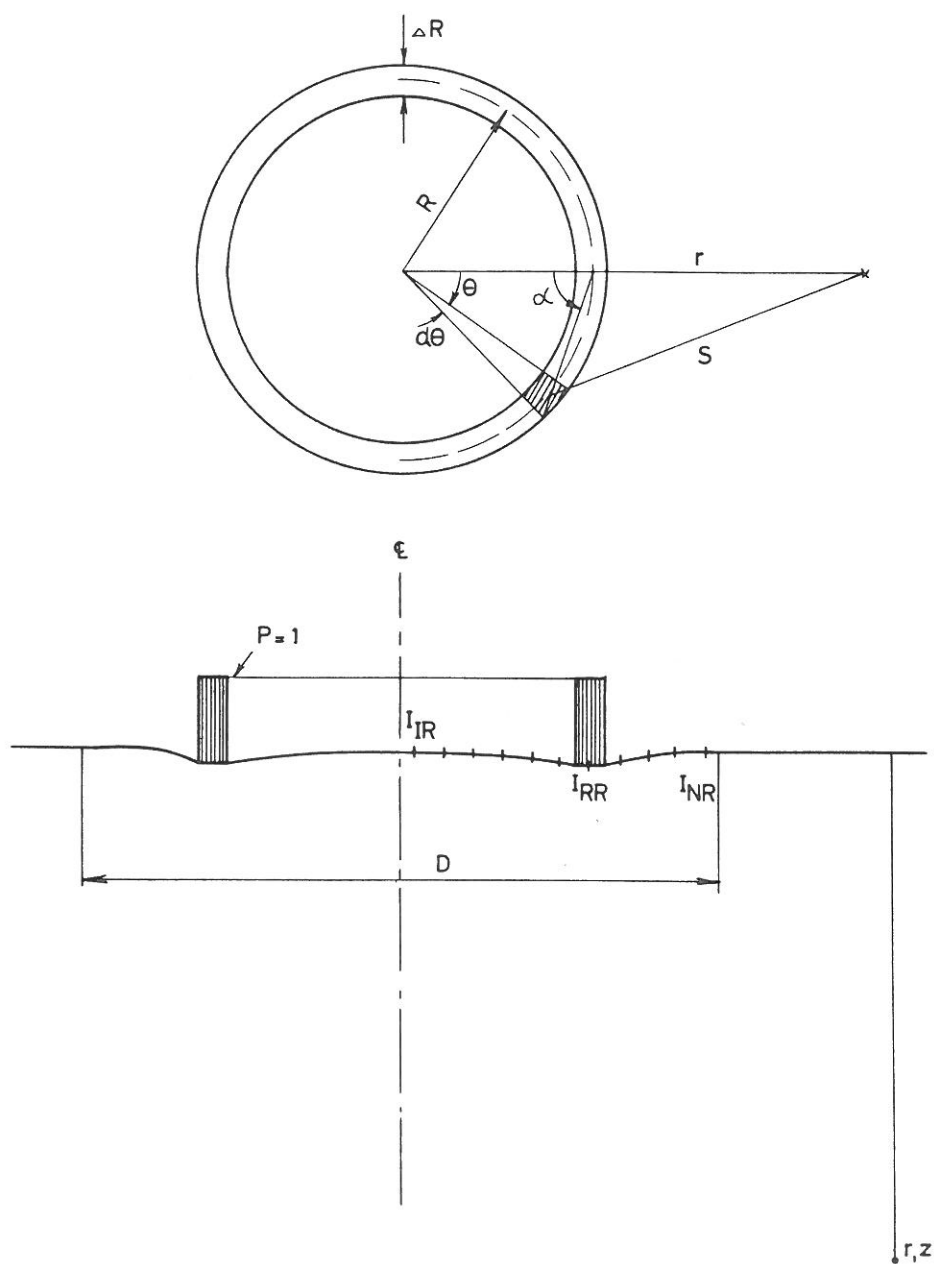
Ved en stiv plade fås en anden spændingsfordeling over pladen, idet kravet er, at overfladedeformationerne under pladen skal være ens. Denne deformationsbetingelse gælder under hele tidsforløbet og betyder en omfordeling af trykket over pladen, i starten vokser midtertrykket for igen senere at af- tage. Omfordelingen af trykkene betyder, at poretrykkene ved- bliver at være relativt større i de øverste lag for stift fun- dament end for bøjeligt fundament, og at sætningerne dermed i længere tid vil følge en kvadratrodslov. Deformationsbetin- gelsen indgår i det samlede problem som en styrende differen- tialligning på grænsen mellem fundament og jordoverflade. Problemet vil i det følgende blive gennemregnet numerisk.

Der betragtes derfor kun en del af det halvuendelige rum, og den cirkulære plade deles i en række cirkelringe med kon- stante belastninger. Som randbetingelser kan vælges "imper- meabel" eller "permeabel". (Den numeriske metode giver iøvrigt mulighed for at vælge dræn på vilkårlig måde). De følgende betragtninger kunne let udvides til også at omfatte tidskurver med belastningstilvækster i den første periode.

Beregning af udrånedede deformationer for en cirkelring.

For at sikre en eentydig løsning af opgaven er det nød-

Ring no. R i den numeriske tilnærmelse.



vendigt at beregne spændingsfordelingen over pladen svarende til det valgte netværk.

Der betragtes en ring med middeldiameter R og ringbredden ΔR og med en enhedsbelastning, og der ønskes en beregning af overfladens deformationer i den udrændede tilstand.

Idet E og ν er lerskelettets egenskaber, er ν ikke nødvendigvis $\frac{1}{2}$ i den udrændede tilstand. For $\nu \neq \frac{1}{2}$ er derimod

$$\sum \bar{\sigma} = 0 \quad (21)$$

I det følgende regnes med ν beliggende i intervallet $0 \leq \nu < \frac{1}{2}$. (For $\nu = \frac{1}{2}$ er $K = \infty$ eller $E = 0$).

Ligning (21) giver $u = \frac{1}{3} (\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)$, og for en punktlast fås herved

$$u = \frac{P \cdot z(1+\nu)}{3 \pi (s^2 + z^2)^{3/2}}$$

For ringen fås, idet der betragtes et lille element $\Delta R \times R d\theta$ (side no. 188 øverst):

$$du = \frac{z(1+\nu)}{3 \pi (s^2 + z^2)^{3/2}} \cdot \Delta R \cdot R d\theta$$

hvor $s^2 = r^2 + R^2 - 2rR \cos \theta$. Benyttes vinklen α , fås, idet $2\alpha + \theta = \pi$

$$\cos \theta = \cos (\pi - 2\alpha) = -1 + 2 \sin^2 \alpha$$

$$d\theta = -2 d\alpha$$

$$s^2 = r^2 + R^2 + 2rR - 4rR \sin^2 \alpha$$

sættes $A = (r + R)^2 + z^2$, $B = 4rR$, $C = \frac{4}{3\pi} \cdot z(1+\nu) R \Delta R$, fås

$$\begin{aligned} u_{r,z} &= C \int_0^{\frac{\pi}{2}} (A - B \sin^2 \alpha)^{-3/2} d\alpha \\ &= CA^{-3/2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left(1 - \frac{B}{A} \sin^2 \alpha\right)^{-3/2} d\alpha \end{aligned}$$

$$u_{r,z} = \frac{C \cdot A^{-3/2}}{1 - B/A} E\left(\sqrt{\frac{B}{A}}\right) \quad (22)$$

E er det komplette elliptiske integral af anden orden.

For $z = 0$ er $u = 0$. Det er korrekt undtagen under ringen, hvor u i centerlinien beregnes af: $u = \frac{2}{3} (1+\nu)$, der gælder både i aksial og plan deformationstilstand.

Den lodrette spændingskomponent σ_z kan beregnes på lignende måde, idet man for en punktlast har

$$\sigma_z = \frac{3P}{2\pi} z^3 (r^2 + z^2)^{-5/2}$$

Ved integration fås for en cirkelring:

$$\begin{aligned} \sigma_z &= \frac{3}{\pi} R \Delta R z^3 \int_0^{\frac{\pi}{2}} (r^2 + R^2 - 2rR \cos\theta + z^2)^{-5/2} d\theta \\ \text{eller} \quad \sigma_z &= \frac{6}{\pi} R \Delta R z^3 \int_0^{\frac{\pi}{2}} (A - B \sin^2\alpha)^{-5/2} d\alpha \\ &= \frac{6}{\pi} R \Delta R z^3 A^{-5/2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} (1 - \frac{B}{A} \sin^2\alpha)^{-5/2} d\alpha \end{aligned} \quad (23)$$

$$z = 0 \quad \sigma_z = +1 \quad \text{eller} \quad 0$$

Integralet udregnes numerisk.

For et lille element gælder de normale elasticitetsteoretiske formler

$$\varepsilon_z = \frac{1}{E} (\bar{\sigma}_z - \nu (\bar{\sigma}_x + \bar{\sigma}_y)) \quad \text{og de analoge.} \quad (24)$$

I den udrændede tilstand fås

$$\varepsilon_z = \frac{1+\nu}{E} \bar{\sigma}_z = \frac{1+\nu}{E} (\sigma_z - u) \quad (25)$$

Når σ_z og u er fundet i hele netværket, kan overfladens lodrette deformationer beregnes i alle netværkspunkter. Disse udrændede deformationer er influenstal og benævnes derfor I . Med I_{pr} menes deformationen i punkt p fra en enhedsbelastning på ring no.r. IU_r betegner en influensmatrix, der i ethvert punkt i netværket angiver poretrykket fra en enhedsbelastning på ring no.r.

Spændingsfordelingen over en stiv plade.

Idet det forlanges, at en cirkulær plade, sammensat af N ringe med ensformig belastning, skal være stiv, fås $(N+1)$ ligninger med $(N+1)$ ubekendte (Middelsætningen δ_m er også ubekendt)

$$\begin{aligned}
 \sum_{r=1}^N I_{1r} \cdot p_r - \delta m &= 0 \\
 \vdots \\
 \sum_{r=1}^N I_{Nr} \cdot p_r - \delta m &= 0 \\
 \sum_{r=1}^N p_r A_r &= P
 \end{aligned}
 \tag{26}$$

hvor A_r er arealet af ring no.r, og P er den samlede belastning på pladen. Spændingsfordelingen er uafhængig af E og ν . Initialsætningen er lig med δm .

Spændingsfordelingen i symmetrilinien.

Denne beregnes simplest som fremkaldt af ensformigt belastede koncentriske plader med forskellige diametre.

For en ensformig belastet cirkulær plade haves:

$$\begin{aligned}
 \sigma_z &= p (1 - z^3 / (R^2 + z^2)^{3/2}) \\
 \sigma_x = \sigma_y &= \frac{1}{2} p ((1+2\nu) + 2(1+\nu)z / \sqrt{R^2 + z^2} - z^3 / \sqrt{R^2 + z^2}^3)
 \end{aligned}
 \tag{27}$$

Heraf kan slutsætningen beregnes.

Beregning af mellem- og sluttilstande.

I sluttilstanden er $u = 0$, og ϵ_z beregnes derfor let af (24) og (27). Man får herved konsolideringssætningen.

I en mellemtilstand fås

$$\epsilon_z = \frac{1}{E} (\sigma_z - \nu (\sigma_x + \sigma_y)) - \frac{1-2\nu}{E} u$$

Den del af deformationen, der skyldes dræningen, fås ved at regne de totale spændinger konstante.

Herved fås

$$\frac{\delta \epsilon_z}{\delta t} = - \frac{1-2\nu}{E} \frac{\delta u}{\delta t}
 \tag{28}$$

I en mellemtilstand behøver man kun at kende ændringen i poretrykket for at finde ændringen i lodret deformation.

Ændringer i spændingsfordelingen over pladen.

Efter tiden Δt kan udregnes overfladens sætning af (28) integreret over det valgte område.

Disse tillægsdeformationer vil ikke være lige store, idet man ikke har taget hensyn til deformationsbetingelsen på overfladen, der betyder en omfordeling af spændinger i jorden og på pladen.

I den numeriske metode foretages denne omlejring derfor efter en gennemregning af dræningen i tidsrummet Δt . Betegnes tillægsdeformationerne med $\Delta\delta_1$ fås et ligningssystem analogt med (26)

$$\begin{aligned} \sum_{r=1}^N I_{1r} \cdot \Delta p_r - \Delta\delta_m &= -\Delta\delta_1 \\ &\vdots \\ \sum_{r=1}^N I_{Nr} \cdot \Delta p_r - \Delta\delta_m &= -\Delta\delta_N \end{aligned} \quad (29)$$

$$\sum \Delta p_r \cdot A_r = 0$$

Δp_r er spændingsændringen over ring no.r.
Omlejringen af poretrykkene fås nu af

$$\Delta u [r, z] = \sum \Delta p_r \cdot I_{Ur} [r, z]$$

$\Delta\delta_m$ er sætningstilvæksten.

EDB-programmet.

Den første del af programmet indlæser data (netværkets størrelse, maskevidden, pladediametren, konsolideringsmodulen ved jordoverfladen, konsolideringsmodulens vækst med dybden, Poissons forhold, dræningsbetingelser, største konsolideringsgrad (stop for beregningen) og beregningsnøjagtighed). Her anvendes kun explicitmetoden ($\alpha = 1$).

Herefter udregnes nødvendige konstanter og influenstal. Spændingsfordelingen over pladen udregnes efter (22), (23), (25), (26) og (27). Begyndelsesporetrykkene, initialsætningen og konsolideringssætningen udregnes.

Den anden del af programmet gennemløbes mange gange. Der benyttes en trinvis gennemregning af dræningsligningen

efter det tidligere omtalte dræningsprogram. Efter nogle af trinene udregnes overfladens lodrette deformationer, og der udregnes den ændring af ringenes belastning, der er nødvendig for at holde jordoverfladen under pladen plan (9). Der udregnes herefter nye poretryk. Denne del foregår udrænnet, og der benyttes derfor de fundne udrænedede influenstal.

Belastningsændringen foretages efter følgende skala:

$$\Delta t = 0.25 \quad 0.5 \quad 1 \quad 2 \quad 4 \quad 8 \quad 16 \quad 26 \quad 36 \quad 46 \quad \dots \text{etc.} \\ (30)$$

Der udskrives

1. konsolideringsgraden for Δt efter skala (30).
2. for $U = 0.5 - 0.6 - 0.7 - 0.8 - 0.9$ udskrives hele netværkets poreovertryk.
3. Δt opgives i sek.
4. begyndelses- og slutfordeling af spændingerne på pladen.

Beregningseksempel.

Forudsætninger: $\nu = 0.3$, $K = 1000 \text{ t/m}^2$. Impermeabel underside.

Øvrige data: $D = 8 \text{ m}$, området 24 m dybt, 30 m i diameter.

Pladen er inddelt i 8 ringe.

$$\text{Totalsætning. Teoretisk: } \delta_c = \frac{\pi}{4} p_m \cdot D \cdot \frac{(1-\nu)^2}{(1-2\nu)K} = \frac{\pi}{4} \cdot 8 \cdot \frac{0.49}{0.4} \text{ o/oo} \\ = 0.0077$$

Nummerisk metode $\delta_c = 0.0066$ (3: 86 % af den teoretiske).

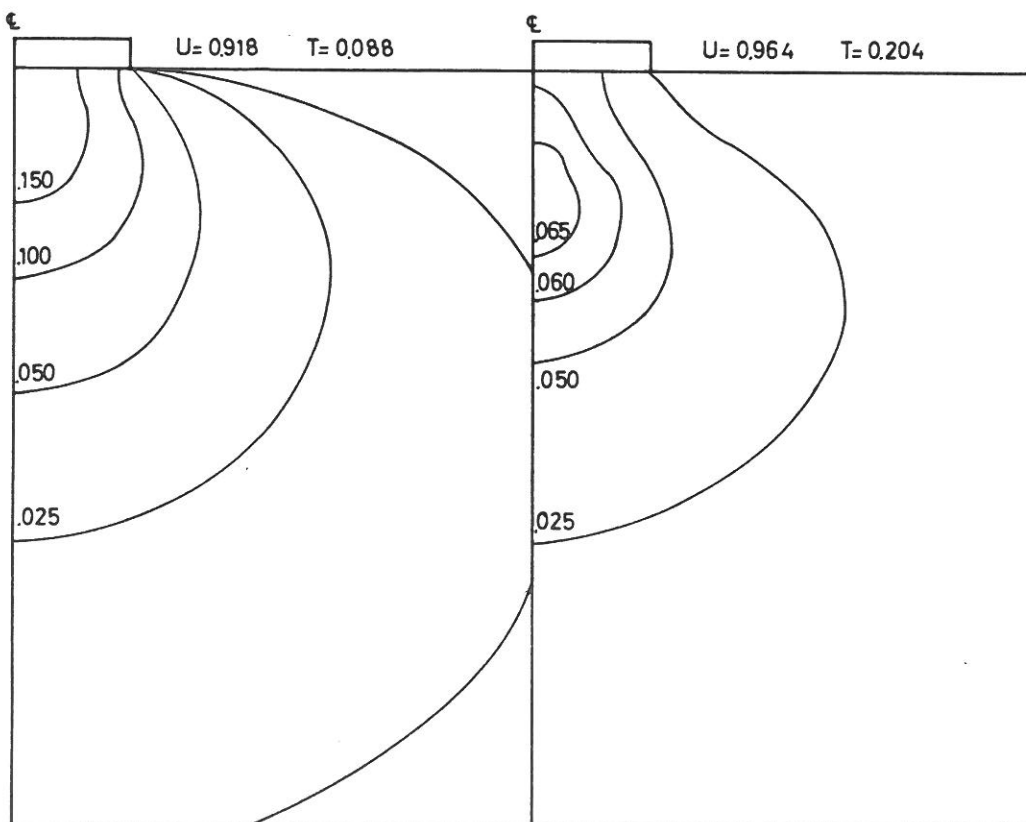
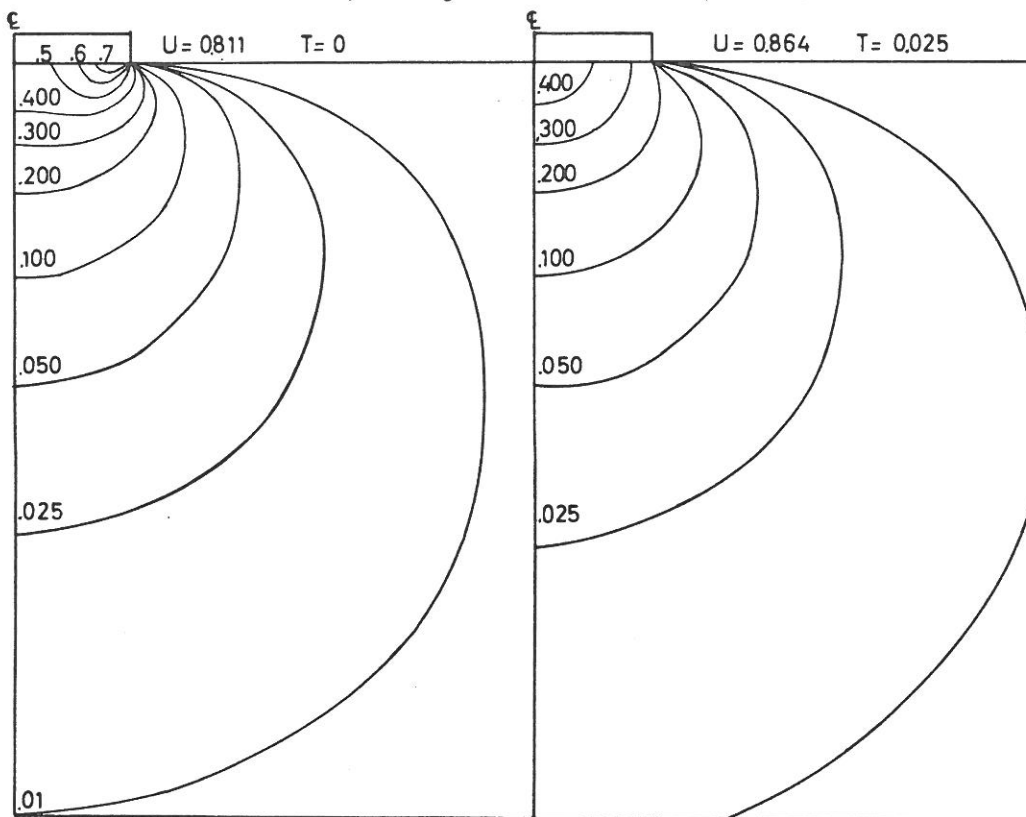
I nedenstående skema er vist en sammenligning af resultater for den benyttede metode og for en metode, hvor influenstallene svarer til uendeligt rum og de teoretiske værdier.

Den initiale spændingsfordeling over pladen er noget forskellig fra den teoretiske slutfordeling. For spændingsfordelingen i jorden er afvigelserne dog altid mindre end 10 % (se side no.199).

På side no.186 nederste figur er tidskurven vist. Det ses, at sammenhængen mellem U og T er simplere end for bøj-

		Nummerisk metode	Nummerisk metode uendeligt netværk	Teoretisk
Trykfordeling over stiv, glat plade	ring no. 1	0.5096 x)	0.5227	0.511 xx)
	2	0.5600	0.5313	0.517
	3	0.5805	0.5501	0.533
	4	0.6144	0.5823	0.560
x) initialfordeling	5	0.6705	0.6352	0.605
	6	0.7701	0.7292	0.682
xx) slutfordeling	7	0.9797	0.8780	0.972
	8	1.8243	1.9936	2.759
Spændinger i centerlinien $\sigma_x = \sigma_y$ er afhængig af \sqrt{r} σ_z er afhængig af \sqrt{r}	$\frac{z}{r} = 0$	$\sigma_z = .510$ $\sigma_x = .408$	$\sigma_z = .523$	$\sigma_z = .500$
	.25	.567 .374	.550	.525
	.50	.608 .249	.585	.560
	.75	.590 .141	.573	.550
	1.00	.529 .073	.517	.500
	1.25	.452 .035	.445	.430
	1.50	.380 .014	.375	.365
	1.75	.317 .004	.314	.310
	2.00	.266 -.001	.266	.260
	2.25	.224 -.004	.223	.218
	2.50	.191 -.005	.190	.187
	2.75	.164	.163	.161
	3	.142	.141	.139
		.123	.123	.122
		.108	.108	.107
		.096 -.005	.096	.096
	4	.085 -.004	.085	.085

Isokroner for poretryk under stiv plade.



lige plader. Grunden er, at grænsebetingelsen for stiv plade påvirker poretrykkene på en sådan måde, at poretryksmaksimet forbliver længere oppe under pladen.

På siden overfor er vist isokroner af poretrykket for fire forskellige dræntilstande. Først for $U = 0.96$, kan man se det maksimale poreovertryk forskyde sig ned i jorden svarende til en forøgelse af den ækvivalente drænvej. På tidskurven ses dette fænomen også, idet kvadratrodssammenhængen mellem U og T ophører.

Man får altså følgende simple sammenhæng:

$$T^2 = \frac{1}{4} \frac{U_i - U}{U_i - 1} \quad \text{for} \quad \frac{U_i - U}{U_i - 1} < 0.75$$

Skrives ligningsformen $T^2 = \frac{1}{4} U'$, kan U' kaldes den reducerede konsolideringsgrad.

På side no.197 er vist variationen i belastningen over pladen.

6.3 Tilnærmet beregning for varierende elasticitetsmodul

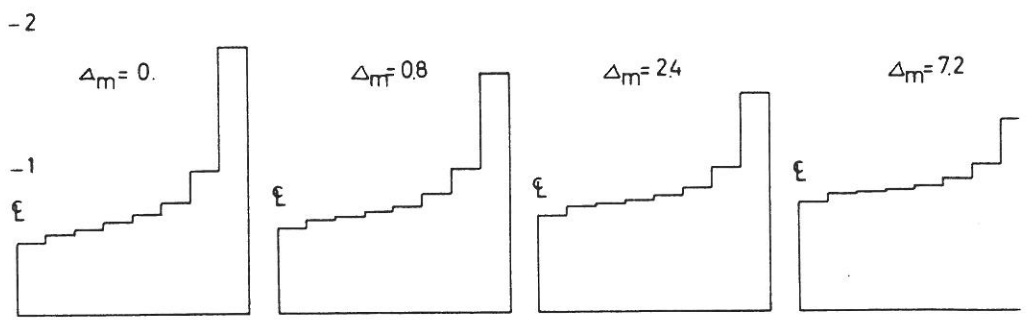
Ved varierende elasticitetsmodul er der ikke nogen teoretisk løsning på problemet.

På grundlag af Fröhlich' statisk mulige løsning for $\nu = \frac{1}{2}$ er udregnet spændingsfordelingen under en cirkulær bøjelig plade. På side no.162 er vist afvigelsen i % fra det teoretiske tilfælde. Det ses, at spændingen i midterlinjen vokser med op mod 30 %. Spændingerne bliver mere koncentrerede. Denne effekt tages normalt ikke i regning og betyder, at spændingsfordelingen over en stiv plade bliver mere ensformig.

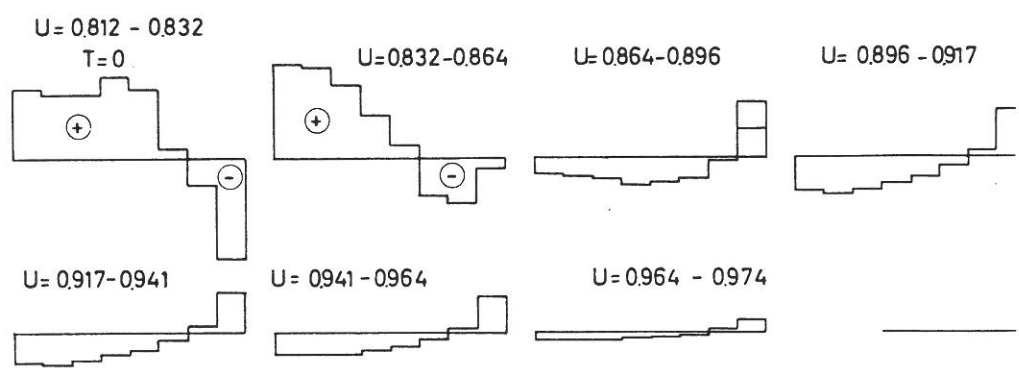
Man anvender som før Boussinesq's fordelinger, men sætter den korrekte elasticitetsmodul på jorden. Regner man nu overfladedeformationen ud for en enkeltkraft, vil man se, at disse aftager hurtigere med voksende afstand fra kraften. Det vil sige, at indflydelsen fra den enkelte kraft er mindre, og en stiv plade vil få en mere jævn spændingsfordeling. (Men den teoretisk korrekte løsning ville give en endnu jævnere spændingsfordeling).

Der er gennemregnet nogle tilfælde med det før omtalte regneprogram. Resultaterne vil blive gennemgået i det følgende.

Initiale spændingsfordelinger over stive, cirkulære plader



Spændingsomlejring under dræning.
for $\Delta_m = 0$

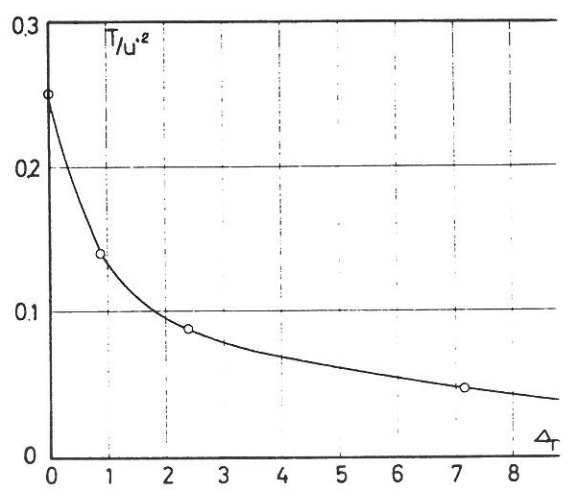


Sætningens tidsforløb

$T/U^2 = \text{konstant for } U \leq 0.75$
 $T = \frac{c_{FUK} \times t}{2W \times D^2} ; \quad c = K \times R ,$
 $K = K_{FUK} (1 + \Delta_m \times Z/D) ;$

Forudsætninger:

- Konstant k og v .
- Kun dræning til jordoverfladen uden for fundament.
- Boussinesq's formler for punktlast.



Elasticitetsmodulens variation gives af udtrykket:

$$E = E_0 \left(1 + \Delta_m \cdot \frac{z}{D}\right),$$

hvor Δ_m er den eneste variable (ubenævnt tal).

Regneprogrammet har vist sig at være ustabil for større værdier af Δ_m , men bliver det dog så relativt sent, at det er muligt at få en vurdering af sætningernes tidsforløb. (Det er iøvrigt simpelt at rette).

Den samme opgave som omtalt tidligere er regnet igennem for $\Delta_m = 0.8, 2.4$ og 7.2 .

Tiltagende stivhed med dybden giver

1. Ændrede begyndelsesspændinger over fundamentet. Dette er illustreret på side no.197, hvor der også er vist ændringen med tiden, for så vidt som programmet har været stabilt.

I praktiske opgaver findes disse fordelinger normalt ved Newmarks influenskort, men disse kan altså findes direkte ved dette program.

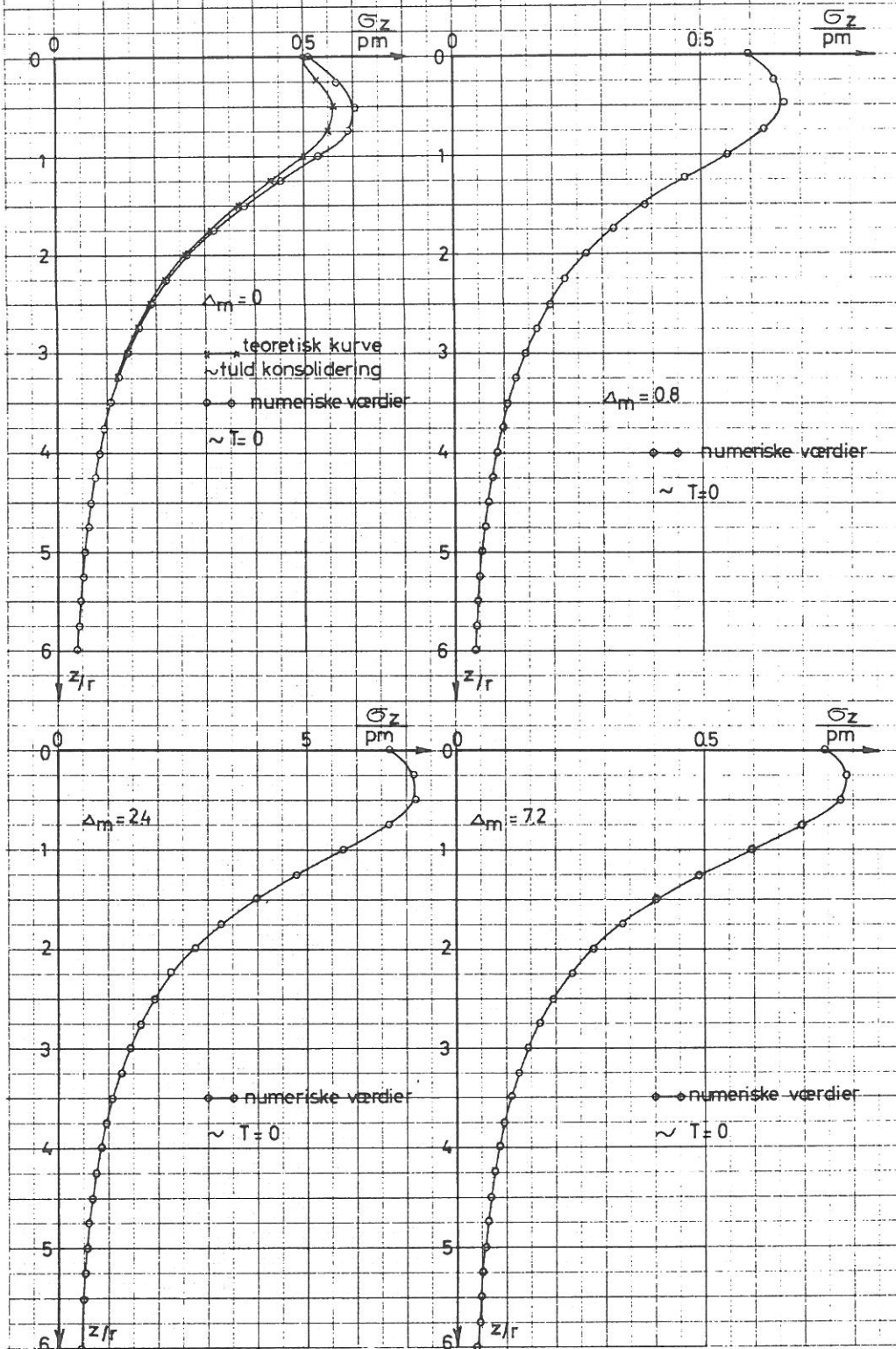
2. Ændrede spændinger i jorden. Den lodrette spænding σ_z i centerlinien er vist side no.199. På grundlag af disse beregninger er figuren side no.160 tegnet, idet det skønnes præcist nok at antage at den procentvise afvigelse i den numeriske beregning er lige så stor som den teoretiske. Det teoretiske grundlag er jo nemlig strengt taget ikke i orden, jfr. forrige side.

3. Ændret tidsforløb af sætningerne.

Idet T^2 er proportional med den reducerede konsolideringsgrad (se side no.196 for mindre værdier af denne, kan de ændrede dræntider udtrykkes ved en sammenhæng mellem T/U^2 og Δ_m .

Denne er vist grafisk på side no.197. Grunden til, at kurven flader ud for voksende værdier af Δ_m , er, at dræningen skal foregå gennem de øvre lag.

Lodret spænding under midten af stive, cirkulære fundamenter.



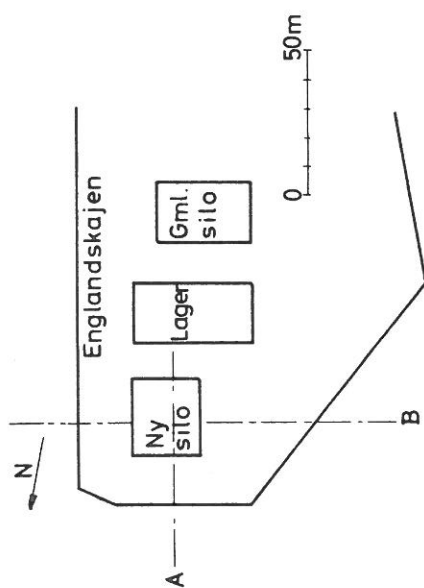
Muus silo i Odense.

Vægt af fundament: ~1500 t

Vægt af hele silo ~10714 t

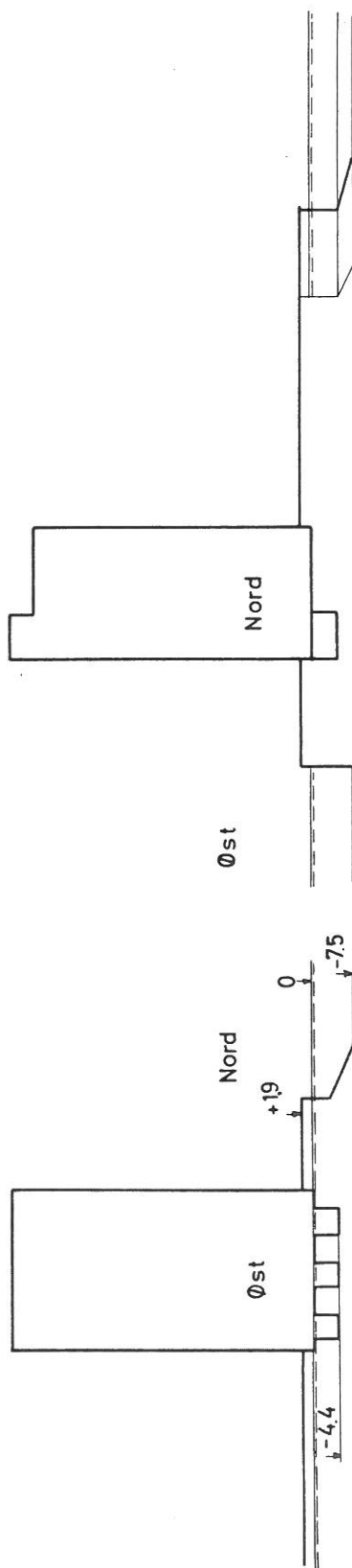
Max. vægt af korn ~12000 t

Totalsætning observeret (nivelement)



Snit A

Snit B



7 SÆTNINGSOBSERVATIONER

Sætningsobservationerne er samlet her, fordi de tjener flere formål.

For de første udgør de en effektiv kontrol på hele dette arbejde - sætningsberegningemetoder som laboratoriemålinger.

For det andet vises beregningerne så udførligt, at de kan tjene som beregningseksempler. Der er udført 3 sæt sætningsobservationer.

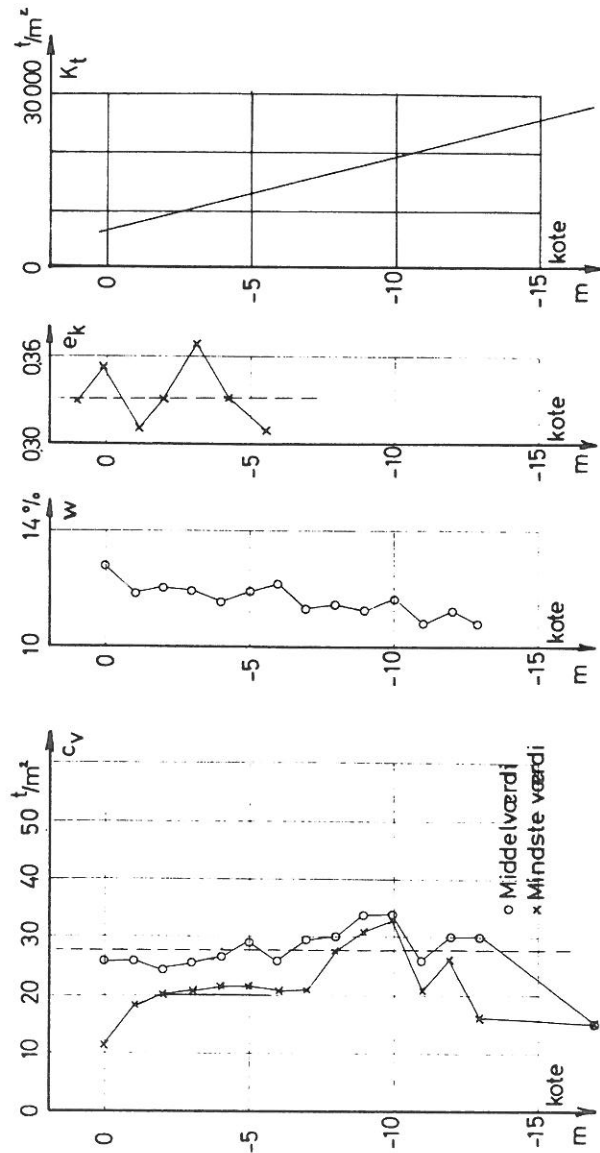
I	Muus silo i Odense	
II	Ammoniaktank i Odense	
III	Silo på Carlsberg	
IV	Trappetårn. Carlsberg	
Eksempel på almindelig sætningsberegning		I + II
med lagdeling		III + IV
med formfaktor		IV
Tidsforløbet		I(?) + II
Udrænedede deformationer		II
De enkelte lags deformationer		II

Beregningerne må gøres under en række forudsætninger, som kun sjældent er opfyldt, f.eks. fuldstændig aflastning fra afgravning, fuldstændig oprensning før støbning, eller at laboratorieprøverne er repræsentative. Det kan derfor ikke undre, at der er nogen usikkerhed i disse beregninger. I det følgende gøres rede for alle forudsætninger.

1 Muus silo i Odense

Kort beskrivelse: Siloen er placeret i Odense havn yderst på en mole. Fundamentets dimensioner er $28.5 \times 23.4 \text{ m}^2$. FUK er -0.25 bortset fra tre kælderafsnit, der er funderet i kote -4.4 . Havnebassinets største dybde er 7.5 m (se iøvrigt side no.200). Største vægt er 20.000 t . Siloen er funderet på moræneler. På side no.202 er vist gennemsnitsvingestyrke og vandindhold fra 5 borer omkring siloen. Vingestyrken er næsten konstant med dybden: $c_v \sim 28 \text{ t/m}^2$. Fra den ene boring er taget klumpporetal og udført to konsolideringsforsøg (side no. 80: Odense IV).

Muus silo i Odense. Jordbundsforhold.



Målingerne består af et nivellement til 8 punkter på periferien, og der er etableret 3 fixpunkter på Englandskajen. Målingerne viser, at fundamentet er stift.

Tilnærmelse: Cirkulært fundament med samme areal. $D = 29.3$ m.

Bunden regnes plan. Der tages hensyn til kældre ved at regne fundamentsunderkant i gennemsnitsknoten, hvorved $FUK = -0.25 - 0.60: -0.85$.

Spændinger in situ: Grundvandet er i kote 0. Der regnes med, at aflastningen fra afgravningen er effektiv, bortset fra vægt af fundament. (I sætningsobservationen forekommer deformationer fra belastningens begyndelse).

Idet $\gamma = 2.27$ t/m², fås

i kote -0.85; $\bar{\sigma}_A = 2.78$ t/m²; $K_t = 6300$ t/m²

i kote -10 ; $\bar{\sigma}_A = 14.40$ t/m²; $K_t = 19100$ t/m²

idet $K_t = 3300 + 1100 \times \bar{\sigma}_A$ (af side no.80)

$$\Delta_m = \frac{19100 - 6300}{6300} \times \frac{29.3}{9.15} = 6.5$$

Konsolideringens tidsforløb:

$T/U^{1/2} = 0.05$ (side no.197). $k = 10 \cdot 10^{-10}$ m/sek. (side no.110)

$c = 63000 \cdot 10^{-10}$ m²/sek. = $6.3 \cdot 10^{-6}$ m²/sek.

$t_c = 0.05 \times 29.3^2 / 6.3 \cdot 10^6$ sek. = 1900 timer.

Belastningens tidsforløb.

På side no.204 er vist nivellementet samtidig med belastningen, der i grove træk er

0 - 10000 tons på 1 måned.

10000 - 20000 tons på 3 uger.

Det er altså muligt, at belastningen har fremkaldt en korttidstilstand i jorden også under fyldningen med korn.

Bygværkets totalsikkerhed.

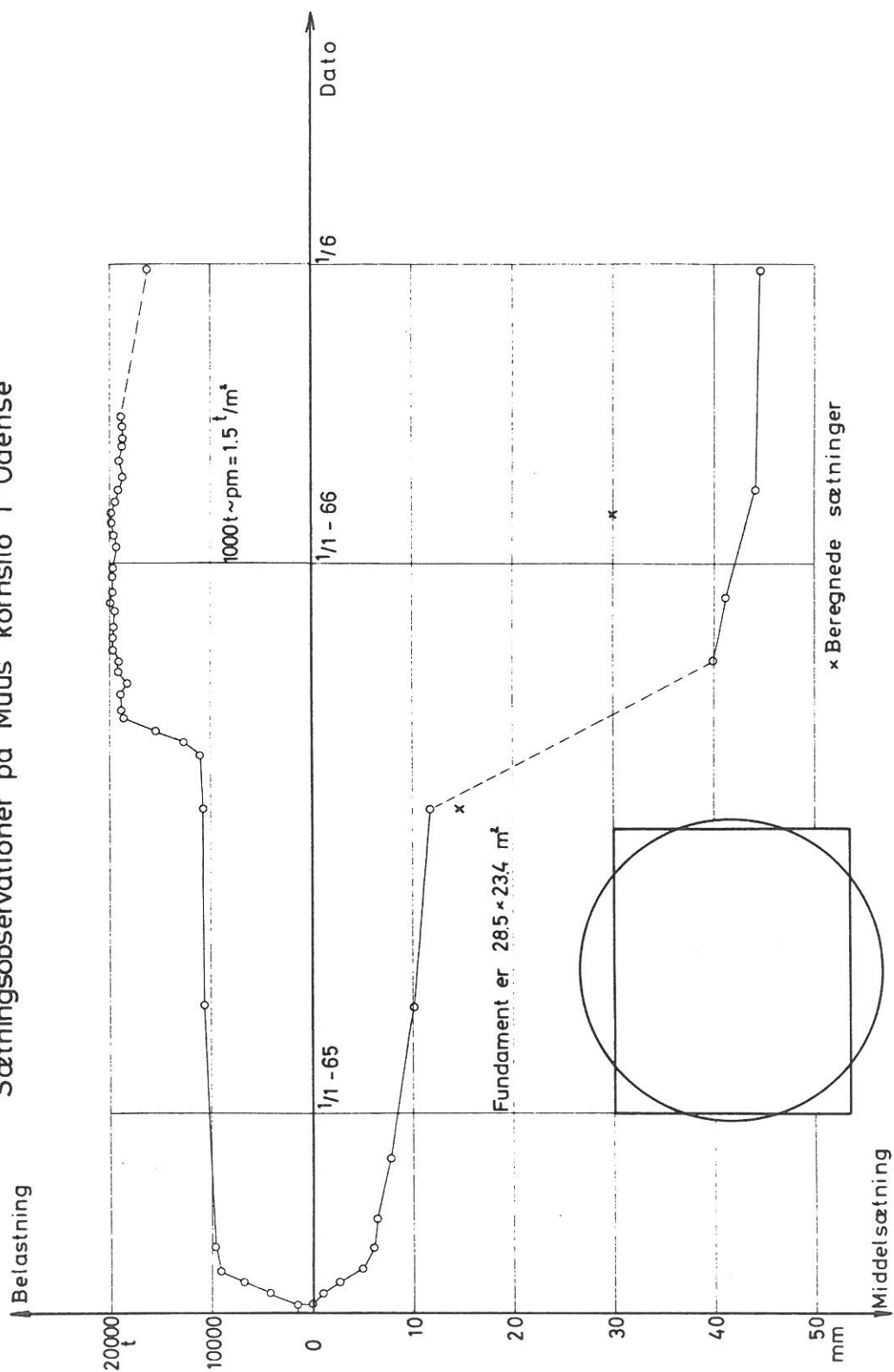
Der undersøges en korttidsbæreevne. Det antages, at den udrænede forskydningsstyrke ikke ændres af eventuel konsolidering i første trin (god tilnærmelse for forkonsolideret jord).

For plan jordoverflade er $N_c^0 = 5.14$ og $s_c = 1.2$

Denne reduceres noget på grund af havnebassinene. Rent overslagsmæssigt udføres en almindelig stabilitetsanalyse med en cirkel.

For plan jordoverflade fås $N_c^0 = 5.52$ og $s = 1.19$

Sætningsobservationer på Muus kornsilo i Odense



For det aktuelle tilfælde fås $N_c^0 = 3.95$ og $s = 1.17$, hvor findes ifølge normerne.

Bæreevnen skønnes til

$$N_c s_c = \frac{3.95 \cdot 1.17}{5.52 \cdot 1.19} \cdot 5.14 \cdot 1.2 = 0.7 \times 6.2 = 4.3$$

$$c_v \text{ er } \sim 28 \text{ t/m}^2. \quad c_u \sim 0.9 \cdot c_v = 25 \text{ t/m}^2.$$

Maksimal middelspænding er $p_{\max} = 30 \text{ t/m}^2$.

$$F_u = \frac{25 \cdot 4.3}{30} = 3.6.$$

Sætningsberegning.

Sætningskurven viser en relativ stor sætning for fyldning af silo, og det kan skyldes den relativt lille sikkerhed, eventuelt i forbindelse med de uensartede overfladebetingelser.

Det kan ikke forventes, at sætningerne kan beregnes efter tangentmetoden undtagen for selve siloen (10000 tons), hvor $u = 7.2$, og den "drænede" totalsikkerhed er langt større.

Jordlaget kendes kun til kote -13 og underlejres sikkert af stivere jordarter. Beregningen må udføres, som var jorden til uendelig dybde den samme.

Sætningsberegning.

lag no.	H m	kote til lagmidte	K_t t/m ²	$z/D-H/D$	Boussi- nesq	Faktor side 160	$\Delta \bar{\sigma}$	δ mm
1	3	- 2.35	8400	0.051	0.51	1.42	7.24	2.6
2	6	- 6.85	14700	0.102 0.205	0.545	1.30	7.09	2.9
3	9	-14.35	25100	0.308 0.462	0.515	1.13	5.82	2.1
4	18	-27.85	43700	0.616 0.924 1.235	0.285	1.04	2.96	1.3

Restled ~ 2.5

Samlet sætning (for $p_m = 10 \text{ t/m}^2$) = 11.4 mm

Den 1.8.1965.

Effektiv belastning skønnes at være 10000 t svarende til en næsten drænet tilstand.

Spændingsforøgelsen på fundamentet $(10000 - 1500) \cdot 1.5 \text{ ‰} = 12.8 \text{ t/m}^2$

Beregnet sætning 14.6 mm ^{xx)} $F > 7$.

Observeret sætning 11.8 mm.

Den 1.2.1966.

Effektiv belastning skønnes at være 19000 t.

Spændingsforøgelsen på fundamentet $(19000 - 1500) \cdot 1.5 \text{ ‰} = 26.2 \text{ t/m}^2$

Beregnet sætning 30 mm $F > 3.5$.

Observeret sætning 44 mm, observeret krængning $\sim 0.1^\circ$.

xx) Den beregnede sætning burde være ca. 10 % mindre end den observerede. Denne virkning ophæves af manglende kendskab til de underliggende og stivere jordlag samt spændingerne i jorden.

Sætningens tidsforløb.

Det foreliggende materiale kan kun vanskeligt give oplysninger om tidsforløbet.

Betragtes tidsrummet 10.11.64 - 2.8.65 som en tidskurve, er det først nødvendigt at korrigere denne for belastningsforøgelsen, der er ca. 12 %, og dernæst at fastsætte et begyndelsestidspunkt. Resultatet er kun lidt afhængigt af korrektionerne og giver

$$t_c \approx 200 \text{ døgn} = 4800 \text{ timer}$$

$$\text{Beregnet på side no.203: } t_c = 1900 \text{ timer}$$

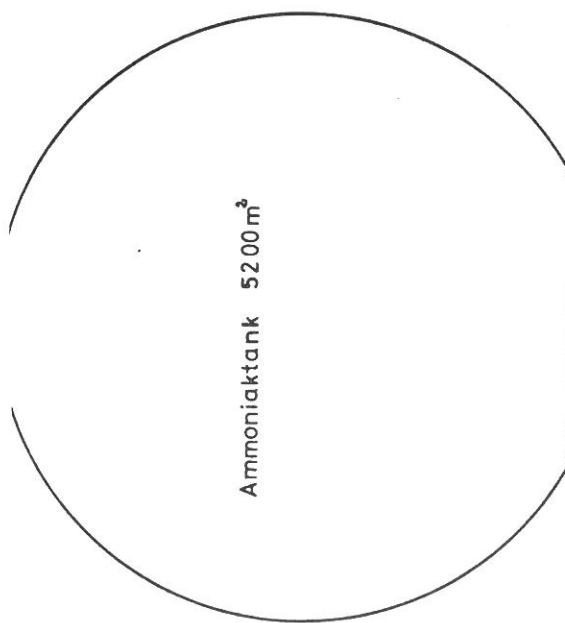
2 Ammoniaksilo i Odense

Kort beskrivelse: Siloen er placeret i Odense nær havnen. Fundamentet er cirkulært med en diameter på 12 m. Fundamentet støbt direkte mod jord. G.V.S. ca. 2 m under jordoverflade. Jorden kan regnes vandmættet.

Hvilende belastning: 1000 t. Max.bevægelig belastning: 5200 t.

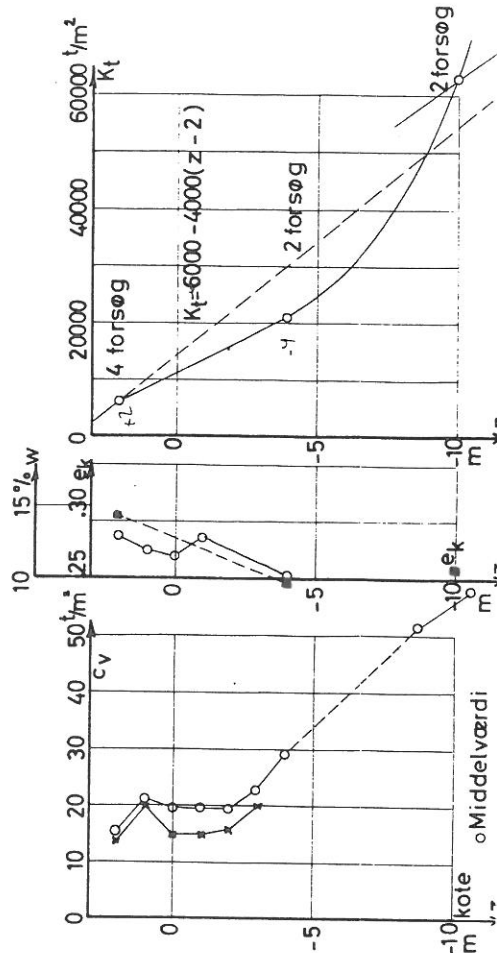
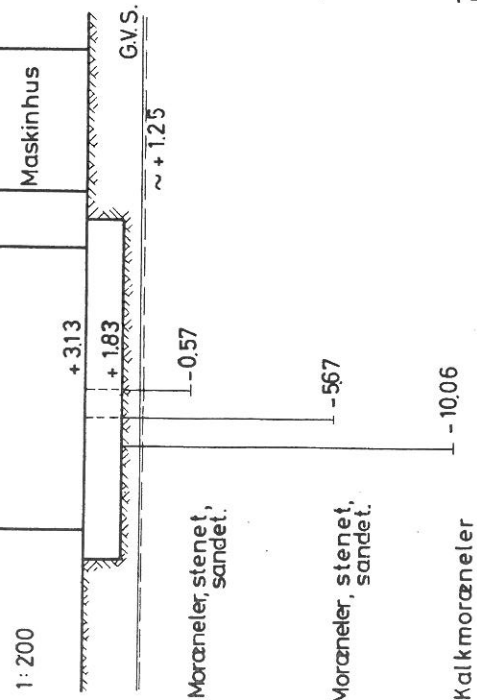
Den bevægelig belastning påføres med 150 m^3 i timen.

Siloen er funderet på moræneler (kaldet Odense I, II og III).



Ammoniaktank i Odense

- Vægt af fundament : 370 t ~ pm = 3.3 t/m²
- Vægt af betonring : 330 t ~ pm = 6.2 t/m²
- Vægt af stålkugle : 300 t ~ pm = 8.8 t/m²
- Max. vægt af vandlast : 5200 t ~ pm = 54.7 t/m²
- Max. vægt af ammoniaklast : 3050 t ~ pm = 35.8 t/m²
- Sætningsobservationer: Sammentrykning af øverste 2.4 m
- øverste 7.5 m
- øverste 12.0 m
- Totalsætning (nivelement)



På side no.207 er vist bygværket, gennemsnitsværdien af c_v fra borerne, vandindhold og klumporetal.

Konsolideringsforsøgenes resultater er vist side 78 og 79. Tangentmodulens variation med dybden er også vist side 207. Målingerne består af et almindeligt sætningsniveaulement til 3 punkter fra 3 etablerede fixpunkter.

Herudover måles sammentrykningen af de øverste 2.4 m jord og de øverste 7.5 m jord ved differensmålinger i borehuller med 1/100-dels måleure. Altså en meget præcis og god målemetode. Under forudsætning af ens deformationer kunne man måle sammentrykningen af de øverste 12 m.

Det nævnte arrangement ville kunne give ekceptionelt gode resultater, hvis tømning og fyldning af beholder kun blev styret af videnskabelige interesser, selv efter mange tømninger og fyldninger. Hvor finder man ellers et bygværk, hvor 84 % af vægten kan påføres på 2 døgn?

Spændinger in situ:

Jordoverflade i kote 3.13. G.V.S. i kote 1.25.

Udgravningen har stået ubelastet i 3 uger, og det antages at spændingerne har ændret sig, svarende til den halve aflastning ($\bar{\sigma}_0 = 4.3$, $\bar{\sigma}_A = 0.6$)

i kote + 1.83	$\bar{\sigma} = 2.4 \text{ t/m}^2$;	$K_t = 6100 \text{ t/m}^2$	(I)
- 4	$= 10.4 \text{ t/m}^2$;	$= 20600 \text{ t/m}^2$	(II)
- 10	$= 18.4 \text{ t/m}^2$;	$= 62400 \text{ t/m}^2$	(III)

K_t findes af side 78 og 79.

Disse tre værdier er også vist side 207

$$\Delta m = \frac{62400 - 6100}{6100} = \frac{56300}{6100} = 9.2$$

Konsolideringens tidsforløb:

Af side no 110 fås $k = 7 \cdot 10^{-10} \text{ m/sek.}$ $K_{FUK} = 6100 \text{ t/m}^2$

$c = 4.3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{sek.}$ Af side 197 fås $T/U^{1/2} = 0.037$

$t_c = 0.037 \cdot 12^2 / 4.3 \cdot 10^6 \text{ sek.} = 1.2 \cdot 10^6 \text{ sek.} = 340 \text{ time:}$

Det må forventes, at en korttidstilstand kan indtræffe.

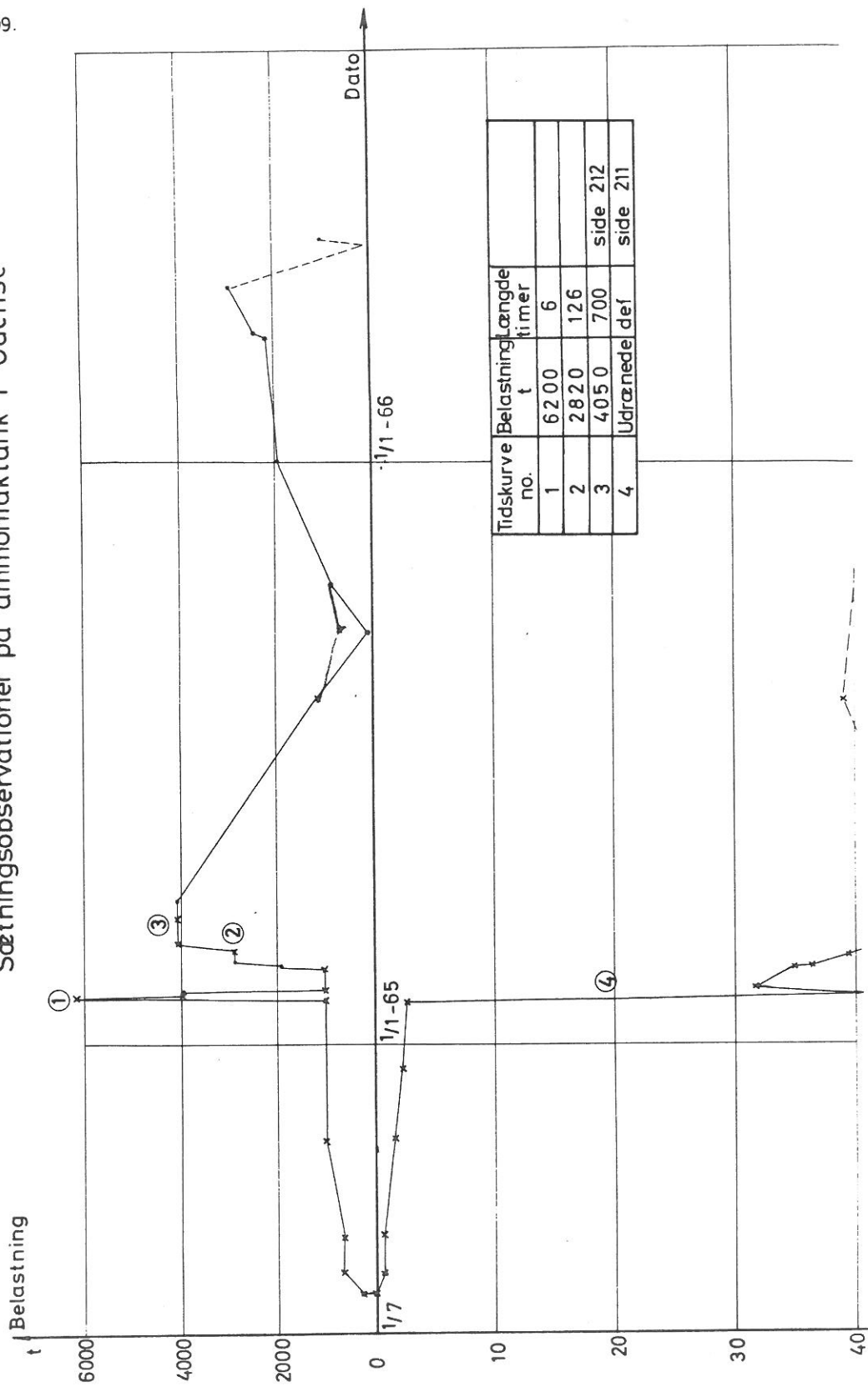
Bygværkets totalsikkerhed:

Under trykprøvning med vand opnås en udrænnet tilstand.

c_v sættes til 20 t/m^2 . $c_u \approx 18 \text{ t/m}^2$.

Bæreevnen $Q = 1.2 \cdot 5.14 \cdot 18 + 2.5 = 114 \text{ t/m}^2$.

Største belastning : $6200/113 = 55.0 \text{ t/m}^2$



$$F_u \sim 2.$$

Langtidsbæreevnen er ca. 4 gange så stor (se side 44).
Der må forventes større deformationer end beregnet ved
begyndelsestangentmetoden.

Sætningsberegning. Langtidstilstand.

Beregning for $p_m = 10 \text{ t/m}^2$

lag no.	lag- tykkelse	kote til lagm.	K_t	z/D	Boussi- nesq	Faktor side 160	$\Delta\sigma$	δ
1	2.4	+0.63	10000	0.1	0.52	1.43	7.43	1.78
2	2.5	-1.82	15500	0.2 0.304	0.557	1.25	6.95	1.12
3	2.6	-4.37	22500	0.408 0.516	0.490	1.13	5.54	0.65
4	4.5	-7.92	41000	0.625 0.812 1.000	0.330	1.06	3.50	0.40
5	4.5	-12.42	70000	1.19 1.38	0.200	1.03	2.06	0.15

$$\delta = 4.1 \text{ mm}$$

Benyttes Kezdi's reduktionsformel fås $\delta \sim 0.9 \times 4.1 = 3.7 \text{ mm}$

Den 28.1.65.

Effektiv belastning 1000 tons.

$$\text{Spændingsforøgelse på fundament} \frac{1000 - 370}{113} = 5.6 \text{ t/m}^2$$

Beregnet sætning: 2.3 mm. $F > 40$.

Observeret sætning: 2.5 mm.

Den 31.1.65.

Belastring 6200 tons.

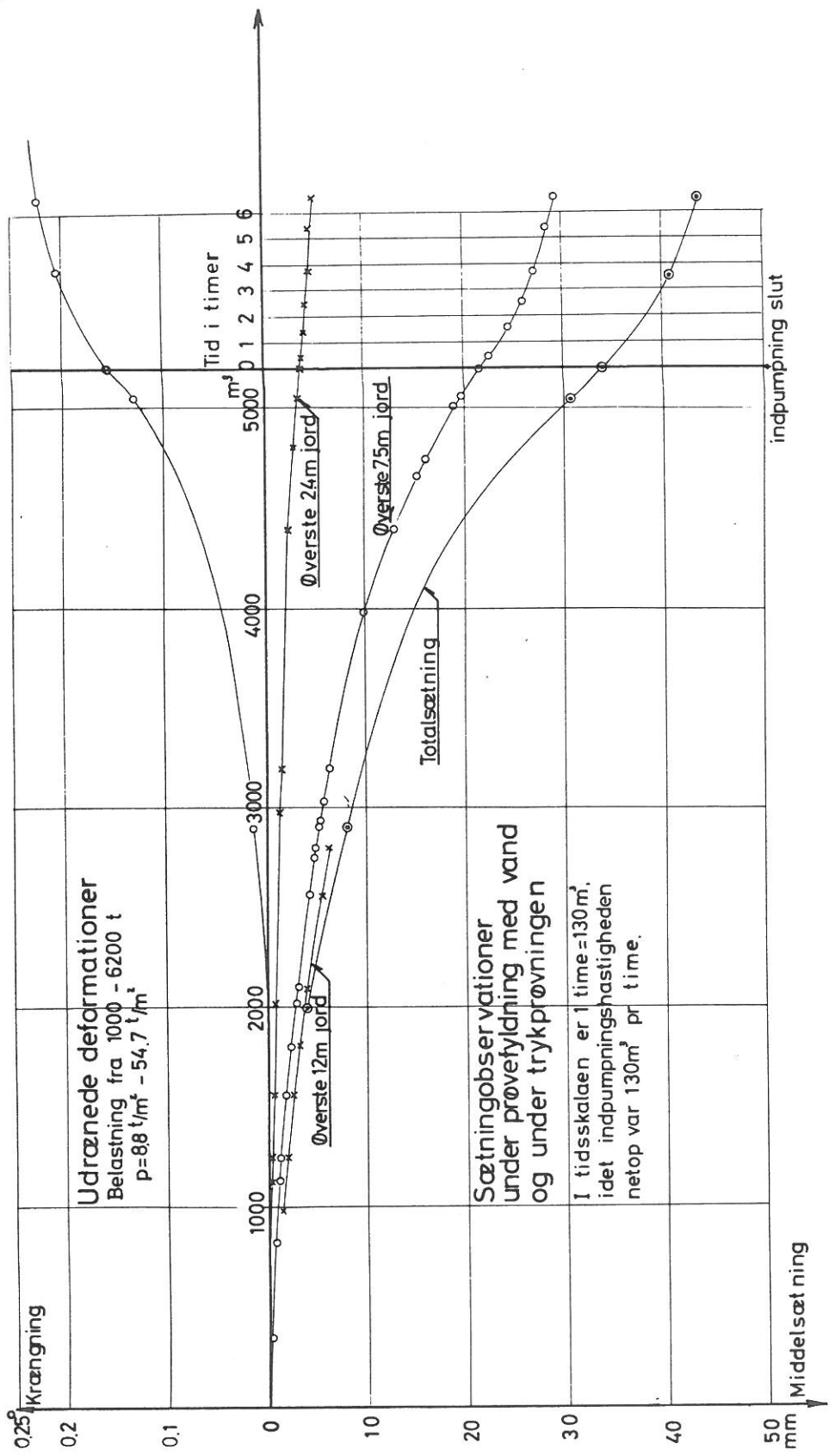
$$\text{Spændingsforøgelsen på fundamentet} \frac{6200 - 370}{113} = 51.5 \text{ t/m}^2$$

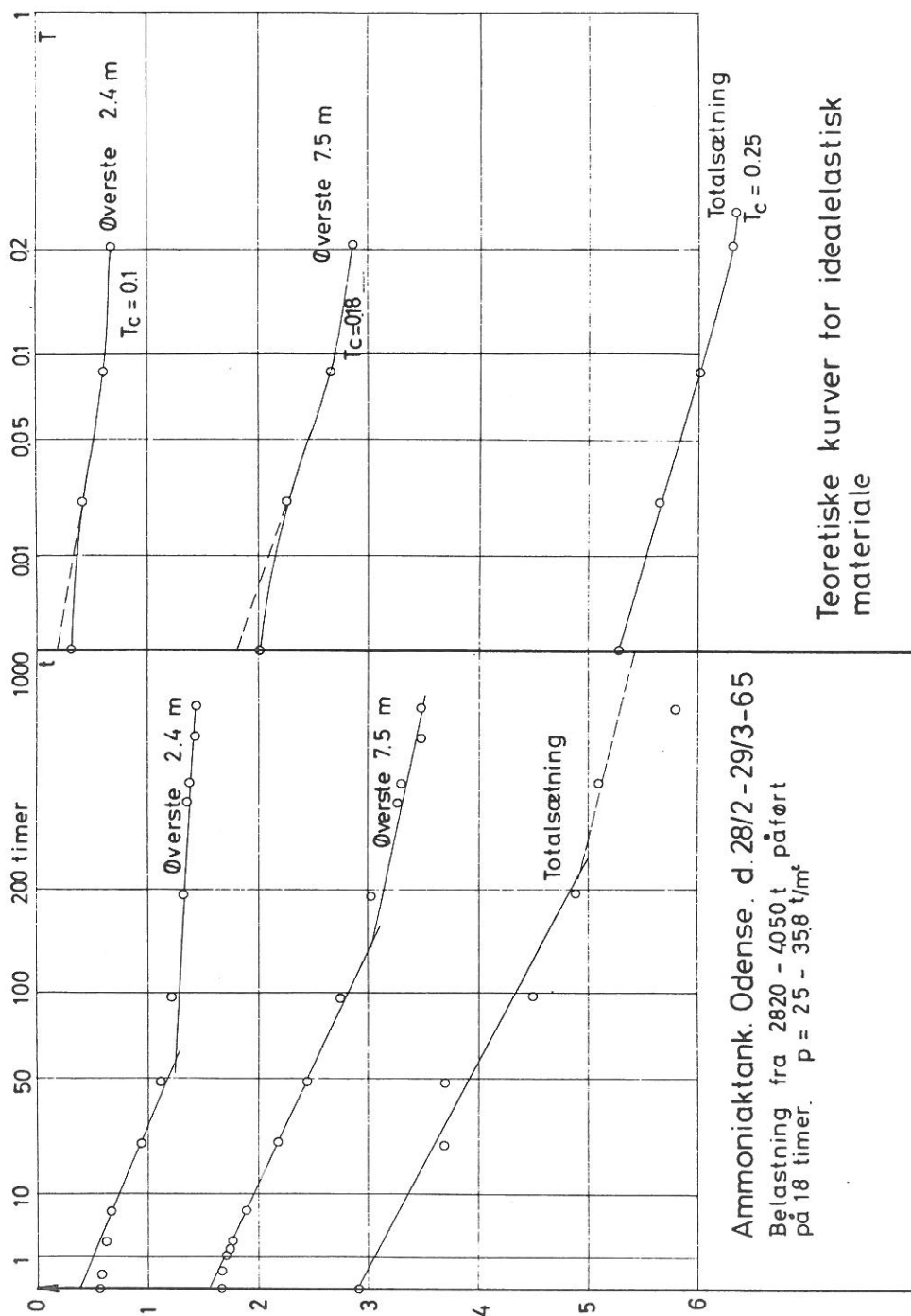
Beregnet sætning: 21 mm.

Initial sætning ca. $0.8 \times 21 \text{ mm} = 16 \text{ mm}$ $F_u \sim 2$.

Observeret sætning: 42 mm.

Den beregnede sætning er kun 40 % af den observerede, hvad
der skyldes den ringe totalsikkerhed.





Andre observationer:

På side no.211 kan ses, at den målte sammentrykning af de øverste 24 m jord udgør ca. 12 % af den totale sætning, og de øverste 7.5 m jord giver ca. 75 % af den totale sætning i den drænedes tilstand.

De tilsvarende tal fra sætningsberegningen er 40 % og 87 %. Afvigelsen stemmer med overvejelserne side no.172. Det øverste lags deformation svarer nærmest til et konsolideringsforsøgs deformationer, og disse bliver derfor mindre end beregnet ved begyndelsestangentmetoden.

Laget fra 2.4 - 7.5 m beregnes til 47 %, men måles til 63 %. Afvigelsen skyldes, at de store forskydningsspændinger findes ca. 6 - 8 m nede i jorden, og disse giver større deformationer end begyndelsestangentmetoden.

Deformationsmålingen af de øverste 12 m jord faldt sammen med totalsætningen svarende til sætningsberegningen.

Målingerne viser, at deformationerne sker længere nede i jorden, end man måtte forvente efter sætningsberegningen.

Det er forsøgt at bestemme sætningens tidsforløb, men kun i eet tilfælde lykkedes det at få en rimelig lang tidskurve (ca. 700 timer). Denne er vist side no.212. Måleuraflæsningerne er så præcise, at der kan opnås en tilfredsstillende tidskurve. For totalsætning må det sidste punkt siges at ligge forkert.

Teoretisk er udregnet de tilsvarende tidskurver for sætningen på et elastisk materiale (se også side no.212). Lægges disse værdier til grund for en vurdering, fås tre bestemmelser af det totale tidsforløb:

I: Øverste 2.4 m	$t_c = 60$ timer	$t_c^t = 60 \cdot 2.5 = 150$
II: " 7.5 m	$t_c = 130$ timer	$t_c^t = 130 \cdot \frac{2.5}{1.8} = 180$
III: Total	$t_c^t = 220$ timer	

De tre t_c^t ville være ens, hvis man benyttede et materiale med den korrekte variation af stivheden med dybden. En voksende stivhed vil gøre III relativt kortere.

På side no.208 blev konsolideringstiden beregnet til 340 timer, altså en forbavsende god overensstemmelse. De teoretiske og målte kurver varierer iøvrigt principielt på samme måde.

Udrånedede deformationer, beregnet ved hjælp af deformationsmodellen.

De udrånedede deformationer, der er angivet side 211 kan beregnes ved hjælp af udrånedede triaxialforsøg, eller ved hjælp af deformationsmodellen. Det sidste gøres her, fordi der ikke foreligger forsøgsresultater med netop de begyndelsesspændinger, som benyttes i beregningerne. Beregningen har de elasticitetsteoretiske spændingsfordelinger, men benytter forsøgenes ulineære arbejdskurver. Herved fås yderligere den forudsætning at spændingerne i jorden er isotrope før bebyggelse, hvad der næppe er tilfældet. Middelspændingen i de øvre lag er større i naturen, og sætningsberegningen burde derfor give for store sætninger.

		p=		10 t/m ²				26.6 t/m ² ~2000 m ³		53.1 t/m ² ~5000 m ³	
Lag no.	c _u t/m ²	$\bar{\sigma}_A$ t/m ²	$\Delta\bar{\sigma}_1$ t/m ²	$\Delta\bar{\sigma}_3$ Boussi- nesq	$\Delta\bar{\sigma}_3$ Fak- tor	$\Delta\bar{\sigma}_3$ t/m ²	$\Delta(\sigma_1-\sigma_3)$ t/m ²	ϵ %	δ mm	ϵ %	δ mm
1	18	4.1	7.43	4.5	1.23	5.45	1.98	0.035	0.8	0.152	3.6
2	18	7.4	6.95	2.75	0.97	2.66	4.29	0.102	2.5	0.610	15.3
3	27	10.9	5.54	1.25	0.87	1.09	4.45	0.068	1.8	0.315	8.2
4	43	15.7	3.50	0.40	0.01	0.04	3.46	0.023	1.0	0.100	4.5
5	45	21.6	2.06	0.20	0	0	2.06	0.006	0.3	0.022	1.0

$$\delta = 6.4 \text{ mm} \quad 32.6 \text{ mm}$$

De to middelspændinger svarer til 2000 m³ og 5000 m³ vandbelastning. Da fundamentet i forvejen har sat sig 2.3 mm (side 210) fås for
 2000 m³ vand: observeret sætning: 4 mm; beregnet sætning: 4.1 mm
 3000 m³ vand: " " : 8.5 mm; " " : 9.7 mm
 5000 m³ vand " " : 30 mm; " " : 30.3 mm

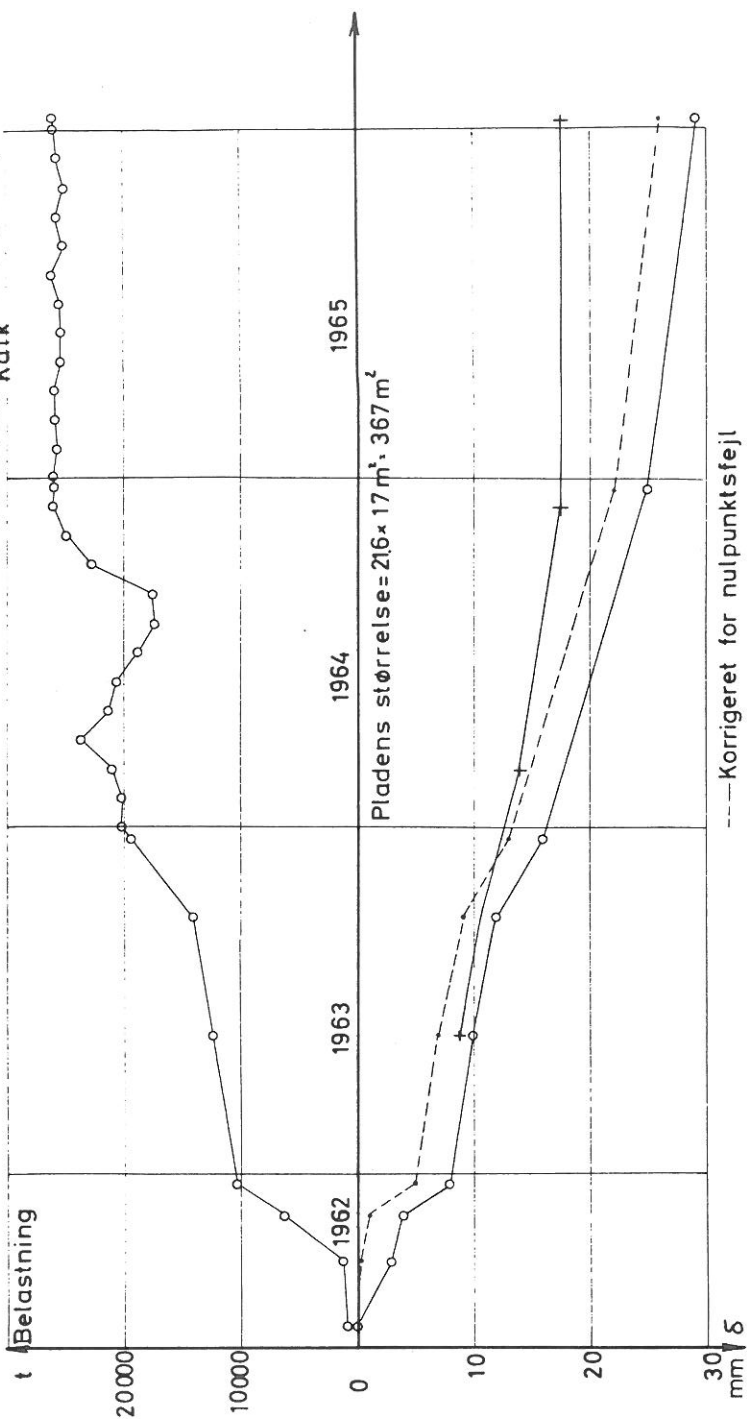
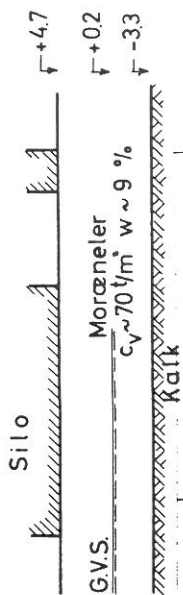
Man får altså god overensstemmelse med sætningsobservationerne, alene ved at anvende vingestyrkerne som karakteristika for jorden, idet der anvendes de gennemsnitsværdier af deformationsparametrene, der er fundet ved triaxialforsøgene, der dog væsentligt er udført på andre morænelerstyper.

Det ses også, at beregningen af sammentrykningen af de enkelte jordlag er i god overensstemmelse med observationerne.

Sætningsobservationer.

Carlsbergs silo

Hovedsiloen.



3 og 4 Carlsbergs silo

Kort beskrivelse: Siloen er funderet på et 8 m tykt morænelerslag underlejret af kalk, hvis egenskaber ikke kendes.

Morænelerslaget regnes homogent. $c_v \sim 70 \text{ t/m}^2$, $w_n = 9 \%$, $\gamma = 2.36 \text{ t/m}^2$ (Carlsberg III).

Grundvandsspejlet er observeret i kote 0 - -1 i oktober 1960 og februar 1961, foruden målinger af sekundære vand-spejl. Her regnes grundvandet at stå i kote 0.

Det giver kapillarspændinger i funderingsniveau på 4.7 t/m^2 ; den maksimale kapillære stighøjde er meget større (side no. 23). Udgravningen er foregået så lang tid før selve byggeriet, at jorden regnes at være aflastet.

Siloen består af et trappetårn foruden hovedsiloen. På grund af morænelerslagets ringe tykkelse regnes de to fundamenter som enkeltfundamenter.

Nivellementet er et normalt sætningsnivellement til 9 punkter på hovedsiloen og 6 punkter på trappetårnet. Ved hovedsiloen er nulnivellementet åbenbart fejlagtigt, eller der har ikke været oprenset før støbning. En belastningsforøgelse på 126 t giver 3 mm sætning (se side no. 215). Punkteret er vist en kurve med 2.9 mm fradrag. (Bygværket sætter sig ca. 0.8 mm pr. 1000 t). Kalken regnes ueftergivelig, og der skal i princippet udføres korrektion for laggrænsen. Derimod reduceres ikke for fundering under jordoverfladen, da udgravningen er mange gange større end fundamenterne.

Hovedsiloen:

Hoveddimensioner: $21.6 \times 17 \text{ m}^2$; Funderingsniveau: +4.7;

Egenvægt: 15000 t. Bevægelig belastning: 10500 t.

Tilnærmelse: Siloen regnes cirkulær med $D = 21.6 \text{ m}$.

Spændinger in situ:

i kote +4.7	$\bar{q} = \bar{q}_c = 4.7 \text{ t/m}^2$	$K_t = 13700 \text{ t/m}^2$
3.7	$\bar{\sigma}_A = 6.1 \text{ "}$	16000 "
1.7	8.8 "	20600 "
-0.3	11.5	25200 "
-2.3	14.2 "	29800 "

$$\Delta_m = \frac{29800 - 13700}{13700} \cdot \frac{21.6}{7} = 3.6$$

Sætningens tidsforløb:

Af side no.110 fås $k = 8 \cdot 10^{-10}$ m/sek. $K = 13700$ t/m².

$c = 1.1 \cdot 10^{-5}$ m²/sek. Af side no.197 fås $T/U^{1/2} = 0.07$.

$t_c = 0.07 \times 21.6^2 / 1.1 \cdot 10^5$ sek. $= 3 \cdot 10^6$ sek. ≈ 800 timer

Bygværkets totalsikkerhed:

Ved udregningen ses bort fra kalklaget. Er dette stærkere end morænen, bliver de udregnede sikkerheder for små. En udrænet tilstand kan kun nås under støbningen.

Bæreevnen: $1.2 \times 5.14 \times 70 = 430$ t/m². Belastning $\frac{10000}{367} = 27$ t/m². $F_u = 16$. I den drænedes tilstand er $p_m^{\max} = 72$ t/m².

Af side no. 55 fås $\bar{\phi} = 33^\circ$ og $\bar{c} = 7.2$ t/m².

Bæreevnen: $\frac{1}{2} \cdot 0.6 \times 1.36 \times 21.6 \times 29 + 1.2 \times 7.2 \times 38 +$

$1.2 \times 4.7 \times 26 = 726$ t/m². $F = 10$.

Begyndelsestangentmetoden kan anvendes direkte.

Sætningsberegning. Langtidstilstand.

Lagdeling. $b/H \sim 2.5$. Af side no.156 ses, at der kan ses bort fra dennes indflydelse. $p_m = 10$ t/m²

lag no.	Tykkelse m	z/D	Boussinesq	Faktor	$\Delta\sigma$ t/m ²	K_t t/m ²	δ mm
1	2	0 .046	.505	1.35	6.82	16000	0.85
2	2	.092 .139	.530	1.30	6.88	20600	0.67
3	2	.185 .231	.560	1.24	6.96	25200	0.55
4	2	.278 .324 .370	.560	1.18	6.60	29800	0.45

$$\delta = 2.52 \text{ mm pr. } 10 \text{ t/m}^2$$

Den 24.5.63.

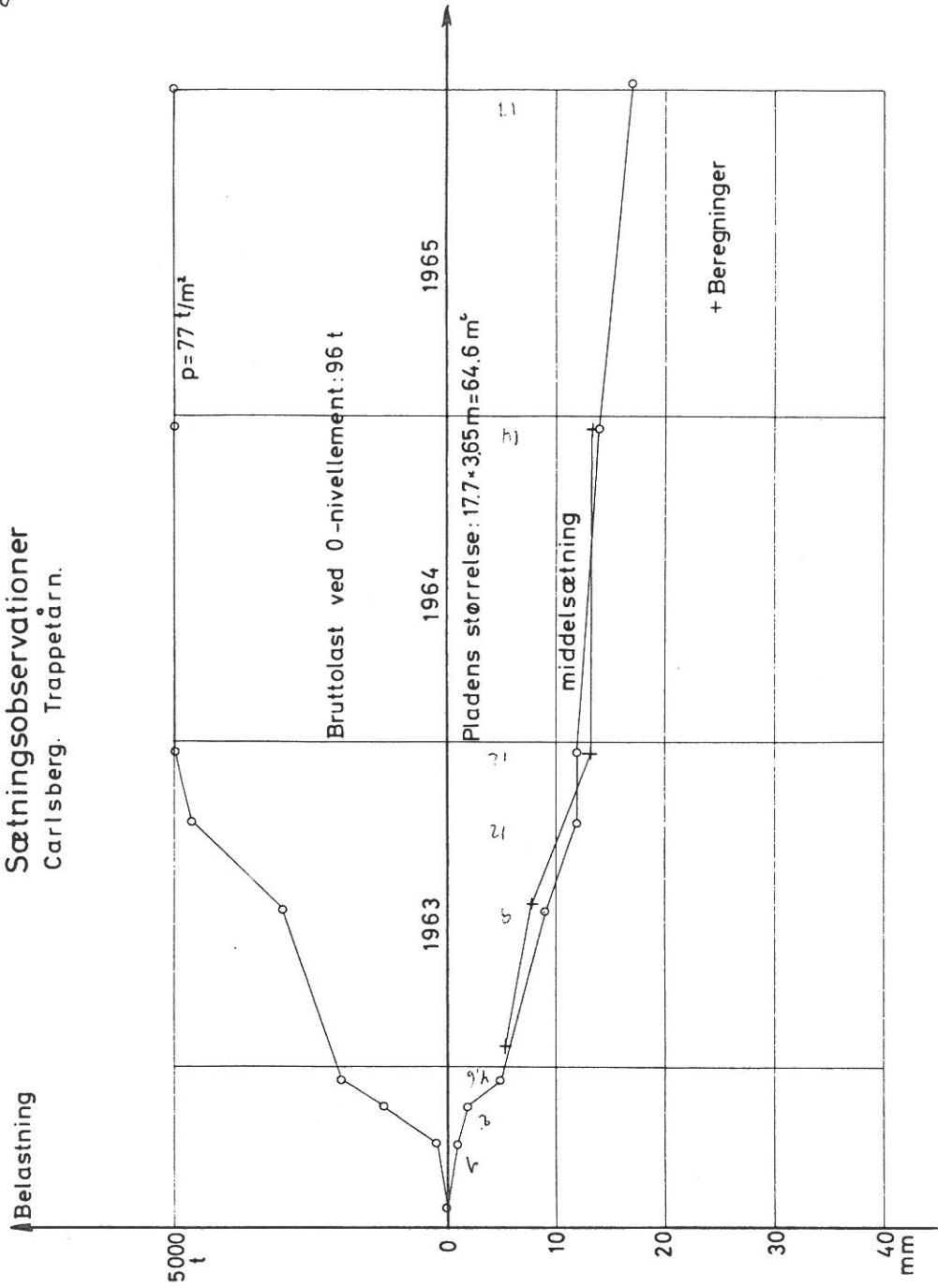
Belastning 12300 tons.

Effektiv spændingsforøgelse: $\frac{11300}{367} = 31$ t/m²

Beregnet sætning: 7.8 mm. Observeret: 7 - 10 mm.

~~218~~
218

Sætningsobservationer Carlsberg. Trappetårn.



Den 1.3.64.

Belastning 21100 tons.

Effektiv spændingsforøgelse: $\frac{20100}{367} = 54.8 \text{ t/m}^2$

Beregnet sætning: 14 mm. Observeret: 15 - 18 mm.

Herefter aflastes og genbelastes. Sætningen bliver større end beregnet. Den sekundære konsolidering bør medregnes.

Den 6.1.66.

Belastning: 26000 tons.

Effektiv spændingsforøgelse: $\frac{25000}{367} = 68 \text{ t/m}^2$

Beregnet sætning (uden krybning): 17 mm. Observeret: 26 - 29 mm.

4 Trappetårn

Hoveddimensioner: $17.7 \times 3.65 \text{ m} = 64.6 \text{ m}^2$.

Egenvægt: 5000 t. Ingen bevægelig belastning.

Tilnærmelse: Stribefundament med $B = 3.65 \text{ m}$. Korrektion for voksende stivhed med dybden og lagdeling som for cirkulært tilfælde.

Funderingsniveau: 4.85 - 2.85: i middel 4.7. -2.85 er koten til elevatorskaktbund.

Spændinger in situ: Samme som for hovedsilos.

Sætningens tidsforløb:

Der er ikke udregnet noget tidsforløb for sætningerne i det plane tilfælde. Imidlertid ligger forskellen kun i, at leddet, der multipliceres med $\frac{1}{r}$ i ligning (1) side no.175, forsvinder. Dette led er normalt temmelig lille, og fejlen ved at benytte den axiale dræningstilstand skønnes kun at være 10-30 %.

Man får derfor:

$$c \approx 1.1 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{sek.} \quad T/U_1^2 = 0.17.$$

$$t_c \sim 0.17 \cdot 3.65^2 / 1.1 \times 10^5 = 2.05 \cdot 10^5 \text{ sek.} \approx 57 \text{ timer}$$

Totalsikkerhed

$$\text{Korttidsbæreevne: } 5.14 \times 70 = 360 \text{ t/m}^2$$

$$\begin{aligned} \text{Langtidsbæreevne: } & \frac{1}{2} \cdot 1.36 \times 3.65 \times 29 + 7.2 \times 38 + \\ & 4.7 \times 26 = 468 \text{ t/m}^2 \end{aligned}$$

$F \sim 4.6$.

Sætningsberegning. Langtidstilstand.

$$\Delta_m = \frac{29800 - 13700}{13700} \cdot \frac{3.65}{7} = 0.61.$$

$$p_m = 10 \text{ t/m}^2$$

lag.no.	Tykkelse	Z/B	B/H	Z/H	Boussinesq	Faktor for B=r	Burminster	σ t/m ²	δ mm
1	2	0 0.274		0.125	0.67	1.09	1.01	7.37	0.92
2	2	0.548 0.823		0.375	0.56	1.02	1.07	6.10	0.59
3	2	1.095 1.370	0.45	0.625	0.41	1.01	1.14	4.72	0.37
4	2	1.642 1.920 2.190		0.875	0.31	1.00	1.23	3.80	0.26

$$\text{Formfaktoren er } s_b = \frac{1}{4} \left(3 + \frac{3.65}{17.7} \right) = 0.8 \text{ (side no.169)}$$

$$\delta = 2.14 \times 0.8 = 1.7 \text{ mm.}$$

Den 1.1.63.

Belastning 2000 tons.

$$\text{Effektiv spændingsforøgelse: } \frac{1900}{64.6} = 29.4 \text{ t/m}^2$$

Beregnet sætning: 5.1 mm. Observeret sætning 5.3 mm.

Den 1.7.63.

Belastning 3000 tons.

$$\text{Effektiv spændingsforøgelse } \frac{2900}{64.6} = 45 \text{ t/m}^2$$

Beregnet sætning: 7.7 mm. Observeret sætning: 9 mm.

Den 1.2.64.

Belastning 5000 tons.

$$\text{Effektiv spændingsforøgelse } \frac{4900}{64.6} = 76 \text{ t/m}^2$$

Beregnet sætning: 13.2 mm. Observeret sætning: 12.5 mm.

7. Appendix

Elasticitetsteoriens grundbegreber.

Der betragtes et idealelastisk materiale, der er porøst, og hvis porer er fuldstændigt vandfyldte. Vandet regnes ueløsligt. Deformationsparametrene er E , ν^x og G (Youngs modul, Poissons forhold og forskydningsmodulen). I realiteten er der kun to, idet

$$G = \frac{E}{2(1 + \nu)} ; \quad (1)$$

Ligningen opstilles på vektorform. Effektive spændinger angives ved kort streg $\bar{\sigma}$, medens vektorer angives ved lang streg ($\bar{\sigma}$ er den totale, $\bar{\sigma}$ den effektive spændingsvektor). For nemheds skyld skrives i det følgende σ og ϵ , selv om der menes spændings- og deformationstilvækster. ϵ regnes positiv som sammentrykning, σ som tryk.

Elasticitetsligningerne er:

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{E} \begin{bmatrix} 1 & -\nu & -\nu \\ -\nu & 1 & -\nu \\ -\nu & -\nu & 1 \end{bmatrix} \bar{\sigma} \quad (2)$$

heraf fås let:

$$\bar{\sigma} = \frac{E}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} \begin{bmatrix} 1-\nu & +\nu & +\nu \\ +\nu & 1-\nu & +\nu \\ +\nu & +\nu & 1-\nu \end{bmatrix} \bar{\epsilon} \quad (3)$$

Kaldes enhedsmatricen for \bar{E}_n og enhedsvektoren \bar{E}_n , kan (3) skrives

$$\bar{\sigma} = \frac{2G}{1-2\nu} \left[(1-2\nu) \cdot \bar{E}_n \cdot \bar{\epsilon} + \nu \epsilon_v \cdot \bar{E}_n \right] = 2G \left[\bar{E}_n \bar{\epsilon} + \frac{\nu \cdot \epsilon_v}{1-2\nu} \bar{E}_n \right] \quad (4)$$

eller - for totale spændinger:

$$\bar{\sigma} - \gamma_w \cdot h \cdot \bar{E}_n = 2G \left[\bar{E}_n \cdot \bar{\epsilon} + \frac{\nu \cdot \epsilon_v}{1-2\nu} \bar{E}_n \right] \quad (5)$$

I disse udtryk indgår volumendeformationen $\epsilon_v = \epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3 = \epsilon_x + \epsilon_y + \epsilon_z$ og potentialet h . $\gamma_w h$ er da poretrykket.

^{x)} Poissons forhold kaldes i appendix v.

For forskydningsdeformationer (vinkeldrejninger) gælder

$$\overline{\gamma} = \frac{1}{G} \cdot \overline{\tau} ; \quad \overline{\tau} = G \cdot \overline{\gamma} ; \quad (6)$$

I det følgende vil der kun blive opstillet betragtninger for hoveddeformations- og spændingsretninger; her er $\overline{\tau}$ og $\overline{\gamma}$ nul.

Oedometerforsøg.

Arealet ændres ikke, d.v.s. $\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 0$ og $\sigma_2 = \sigma_3$. Af (4) fås

$$\bar{\sigma}_1 = 2G \left[\varepsilon_1 + \frac{\nu \varepsilon_1}{1-2\nu} \right] = \frac{2(1-\nu)}{1-2\nu} G \cdot \varepsilon_1$$

Konsolideringsmodulen K er defineret ved $K = \frac{\bar{\sigma}_1}{\varepsilon_1}$ fundet i oedometerforsøg. Heraf fås

$$K = \frac{2(1-\nu)}{1-2\nu} G \quad (= \frac{1-\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} E) \quad (7)$$

Af (4) fås også

$$\bar{\sigma}_3 = \frac{2\nu}{1-2\nu} G \cdot \varepsilon_1$$

heraf findes hviletrykskoefficienten

$$K_0 = \frac{\sigma_3}{\sigma_1} = \frac{\nu}{1-\nu} \quad (8)$$

Udrænet tilstand

I den udrænedede tilstand er $\varepsilon_v = 0$. Af (4) fås

$$\bar{\sigma} = 2G \cdot \bar{\varepsilon}_n \cdot \bar{\varepsilon} \quad \text{eller} \quad \bar{\sigma}_1 + \bar{\sigma}_2 + \bar{\sigma}_3 = 0; \quad (9)$$

eller

$$\begin{aligned} \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 - 3u &= 0; \\ u &= \frac{1}{3} (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) \end{aligned} \quad (10)$$

$\nu = \frac{1}{2}$ er også en løsning, men forudsætter, at deformationsparametrene refererer til totale spændinger (ses af ligning (2)).

Ved axialsymmetri fås, idet $\sigma_2 = \sigma_3$ og $\varepsilon_2 = \varepsilon_3$,

$$u = \frac{1}{3} (\sigma_1 + 2\sigma_3) = \sigma_3 + \frac{1}{3} (\sigma_1 - \sigma_3) = \sigma_3 + A(\sigma_1 - \sigma_3) \quad (11)$$

Dette er Skemptions ligning for poretrykket. Det ses at $A = \frac{1}{3}$ i det axialsymmetriske tilfælde.

I et triax.forsøg findes den såkaldte udrænedede elasticitetsmodul E_u af:

$$\epsilon_1 = \frac{1}{E_u} (\sigma_1 - \sigma_3)$$

$$(9) \text{ giver } \bar{\sigma}_3 = -\frac{1}{2} \bar{\sigma}_1$$

$$\epsilon_1 = \frac{1}{E_u} (\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_3) = \frac{3}{2} \frac{\bar{\sigma}_1}{E_u}$$

$$\text{af (2) fås } \epsilon_1 = \frac{1}{E} \bar{\sigma}_1 - \frac{2\nu}{E} \bar{\sigma}_3 = \frac{1+\nu}{E} \bar{\sigma}_1$$

$$\text{heraf fås } E_u = \frac{3}{2} \frac{1}{1+\nu} E \quad (12)$$

Ved plan deformationstilstand fås, idet $\epsilon_2 = 0$:

$$\text{af (2) } \epsilon_2 = \frac{1}{E} \bar{\sigma}_2 - \frac{\nu}{E} (\bar{\sigma}_1 + \bar{\sigma}_3) = 0$$

$$\bar{\sigma}_2 = \nu (\bar{\sigma}_1 + \bar{\sigma}_3)$$

$$\text{og af (9) } (\bar{\sigma}_1 + \bar{\sigma}_3) (1 + \nu) = 0$$

$$u = \frac{1}{2} (\sigma_1 + \sigma_3) = \sigma_3 + \frac{1}{2} (\sigma_1 - \sigma_3) = \sigma_3 + A(\sigma_1 - \sigma_3).$$

Det ses, at Skemptions $A = \frac{1}{2}$ i det plane tilfælde. Når Skempton angiver værdier forskellige fra disse, skyldes det, at jord er anisotrop.

Den udrænedede elasticitetsmodul E_u^p defineres af

$$\epsilon_1 = \frac{1}{E_u^p} (\sigma_1 - \sigma_3)$$

Af (2) findes

$$\epsilon_1 = \frac{1}{E} \bar{\sigma}_1 - \frac{\nu^2}{E} (\bar{\sigma}_1 + \bar{\sigma}_3) - \frac{\nu}{E} \bar{\sigma}_3 =$$

$$\frac{1-\nu^2}{E} \bar{\sigma}_1 - \frac{\nu(1+\nu)}{E} \bar{\sigma}_3 =$$

$$\frac{1+\nu}{E} ((1-\nu) \bar{\sigma}_1 - \nu \bar{\sigma}_3)$$

En direkte sammenligning med E_u er kun mulig for $\nu = \frac{1}{2}$

$$\mathcal{E}_1 = \frac{3}{4} \frac{(\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_3)}{E}$$

heraf fås $E_u^p = \frac{4}{3} E$ og ved sammenligning med (12) ses:

$$E_u^p = \frac{4}{3} \cdot \frac{2}{3} (1+v) E_u = \frac{4}{3} E_u \quad (\text{idet } v = \frac{1}{2}) \quad (13)$$

Deformationerne i det plane tilfælde bliver altså kun 75 % af deformationerne i det axialsymmetriske tilfælde for $v = \frac{1}{2}$.

I det udrænedede tilfælde kan \mathcal{E}_1 beregnes af

$$\mathcal{E}_1 = \frac{2(1+v)}{3E} (\bar{\sigma}_1 - \frac{1}{2} (\bar{\sigma}_2 + \bar{\sigma}_3)) = \frac{1}{E_u} (\sigma_1 - \frac{1}{2} (\sigma_2 + \sigma_3))$$

d.v.s., at ved beregning af \mathcal{E}_1 kan man regne med $v = \frac{1}{2}$ og $E = E_u$. Dette har betydning for spændingsfordelingen over stive fundamenter, der da må være ens i drænet og udrænet tilstand. (Men ikke i en mellemtilstand).

Drænet tilstand

Forskellen mellem plan og axialsymmetrisk spændingstilstand.

For et forsøg med konstant kammertryk fås $\bar{\sigma}_3 = 0$.

Af (2) fås $\mathcal{E}_1 = \frac{1}{E} \bar{\sigma}_1$

$$\mathcal{E}_3 = -\frac{v}{E} \bar{\sigma}_1$$

$$v = -\frac{\mathcal{E}_3}{\mathcal{E}_1}$$

I den plane tilstand er $\bar{\sigma}_2 = v(\bar{\sigma}_1 + \bar{\sigma}_3) = v \bar{\sigma}_1$

Af (2) fås $\mathcal{E}_1 = \frac{1}{E} \bar{\sigma}_1 - \frac{v}{E} v \bar{\sigma}_1 = \frac{1}{E} (1-v^2) \bar{\sigma}_1$

Skrives den plane deformationstilstands lodrette sammentrykning på formen

$$\mathcal{E}_1 = \frac{1}{E_p} \bar{\sigma}_1$$

fås altså $E_p = \frac{1}{1-v^2} E \quad (14)$

for $\nu = \frac{1}{2}$ fås samme udtryk som for den udrændede tilstand.

Ved isotrop spændingstilstand fås, idet $\bar{\sigma}_1 = \bar{\sigma}_2 = \bar{\sigma}_3$

$$\text{af (2)} \quad \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \frac{1-2\nu}{E} \bar{\sigma}_1$$

eller for det plane tilfælde, idet $\bar{\sigma}_1 = \bar{\sigma}_3$; $\bar{\sigma}_2 = 2 \nu \bar{\sigma}_1$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = \frac{1-\nu}{E} \bar{\sigma}_1 - \frac{2\nu^2}{E} \bar{\sigma}_1 = \frac{(1+\nu)(1-2\nu)}{E} \bar{\sigma}_1$$

Karakteriseres den plane tilstands sammentrykning med

$$\varepsilon_1 = \frac{1-2\nu}{E_p^{\text{iso}}} \bar{\sigma}_1$$

$$\text{fås} \quad E_p^{\text{iso}} = \frac{1}{1+\nu} E \quad (15)$$

i oedometerforsøget er der ingen forskel på plan og axialsymmetrisk tilstand, idet $\varepsilon_2 = 0$.

Ligevægtsligningerne:

Betragtes en terning med kanterne parallelle med x, y, z-aksen, fås ligevægtsligningerne for vægtløs materiale (og totale spændinger)

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = 0$$

Er bevægelserne i x, y og z-aksernes retninger henholdsvis u, v og w, fås:

$$\varepsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x}; \quad \varepsilon_y = \frac{\partial v}{\partial y} \quad \text{og} \quad \varepsilon_z = \frac{\partial w}{\partial z}; \quad (16)$$

$$\gamma_{yx} = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}; \quad \gamma_{xz} = \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}; \quad \gamma_{yz} = \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y};$$

Indsættes udtrykkene for deformationerne (16) og spændingerne (4), kan ligevægtsligningerne skrives

$$\begin{aligned} G \nabla^2 u + \frac{G}{1-2\nu} \frac{\partial \varepsilon_v}{\partial x} + \gamma_w \frac{\partial h}{\partial x} &= 0 \\ G \nabla^2 v + \frac{G}{1-2\nu} \frac{\partial \varepsilon_v}{\partial y} + \gamma_w \frac{\partial h}{\partial y} &= 0 \\ G \nabla^2 w + \frac{G}{1-2\nu} \frac{\partial \varepsilon_v}{\partial z} + \gamma_w \frac{\partial h}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \quad (17)$$

$$\text{hvor } \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

Disse ligninger anvendes side no. 173 til udledning af dræningsligningen i det tredimensionale tilfælde og danner også grundlaget for Boussinesq's ligninger.

